



BACHELORARBEIT

Frau
Linda Pabst

**Untersuchungen zur
Mikrostrukturierung von
spintronischen
Nanometerschichtstapeln
mittes UV-Laserstrahlung**

Mittweida, 2011

BACHELORARBEIT

Untersuchungen zur Mikrostrukturierung von spintronischen Nanometerschichtstapeln mittels UV-Laserstrahlung

Autor:

Frau

Linda Pabst

Studiengang:

Physikalische Technik

Seminargruppe:

PT08wL-B

Erstprüfer:

Prof. Dr.-Ing Horst Exner

Zweitprüfer:

Dipl.-Ing (FH) Mathias Müller

Einreichung:

Mittweida, 22.12.2011

Verteidigung/Bewertung:

Mittweida, 2012

Bibliografische Beschreibung:

Pabst, Linda:

Untersuchungen zur Mikrostrukturierung von spintronischen Nanometerschichtstapeln mittels UV-Laserstrahlung. – 2011. - 13, 57, 11 S.

Mittweida, Hochschule Mittweida, Fakultät Mathematik / Naturwissenschaften / Informatik, Bachelorarbeit, 2011

Referat:

Die vorliegende Arbeit befasst sich mit Untersuchungen zur Laserstrukturierung von spintronischen Schichtstapeln. Die Strukturierung erfolgt dabei mittels UV-Laserstrahlung einer Wellenlänge von 355 nm und einem direktschreibenden Verfahren. Um die notwendigen Laserfluenzen für die Strukturierung abzuschätzen werden Untersuchungen zur Abtragsschwelle des Schichtstapels gemacht. Es wurden die Einflüsse der Laserparameter auf die Bearbeitungsqualität und die erreichbaren Strukturbreiten experimentell untersucht. Die Laserstrukturierung soll die Funktionalität des spintronischen Schichtstapels nicht beeinflussen, das wurde durch eine Nano-MoKE Messung überprüft.

I. Inhaltsverzeichnis

I.	Inhaltsverzeichnis.....	I
II.	Abbildungsverzeichnis.....	III
III.	Tabellenverzeichnis.....	VII
IV.	Abkürzungsverzeichnis	IX
1.	Einleitung.....	1
1.1.	Motivation.....	1
1.2.	Aufgabenstellung	2
2.	Stand der Technik	3
2.1.	Strukturierung von Schichten und Schichtstapeln	3
2.2.	Interferenzstrukturierung.....	5
2.3.	Materialbearbeitung nahe der Abtragsschwelle	7
2.4.	Strukturierung des selben Materials mittels fs-Laserstrahlung.....	7
3.	Versuchsaufbau.....	9
3.1.	Laseranlage	9
3.2.	Laserquelle	9
3.3.	Strahlengang.....	11
3.4.	räumliche Strahleigenschaften	12
3.5.	zeitliche Strahleigenschaften	14
3.6.	Probenmaterial.....	16
4.	Grundlagen.....	17
4.1.	magnetische Eigenschaften.....	17
4.1.1.	Der GMR-Effekt	17
4.1.2.	Der Exchange Bias Effekt.....	17
4.2.	Wechselwirkung von Laserstrahlung mit Materie	18
4.3.	Bestimmung der Abtragsschwelle	21
4.3.1.	theoretische Betrachtung der Abtragschwelle.....	21
4.3.2.	Bestimmung der Abtragschwelle aus den Messergebnissen.....	22
4.3.3.	Ermittlung des Strahlradius aus den Messergebnissen	25
4.3.4.	Abschätzung der Abtragsschwelle aus der Fokussuche.....	25
4.3.5.	Abschätzung der Leistungsschwankung aus den Schwankungen der Durchmesser	26
5.	Ergebnisse.....	27
5.1.	Bestimmung der theoretischen Abtragsschwelle.....	27
5.2.	Abschätzung der Abtragsschwelle aus der Fokussuche	28
5.3.	Einzelpulsabtrag	29
5.4.	Linienabtrag	33
5.4.1.	Einfluss der Laserfluenz	34

5.4.2.	Einfluss des Pulsabstandes.....	37
5.4.3.	Einfluss der Pulsdauer	41
5.4.4.	Streckenenergie.....	44
5.4.5.	Einfluss des Fokusradius	46
5.5.	Einfluss der Pulswiederholffrequenz.....	48
5.6.	flächenhafter Abtrag	53
5.7.	Funktionstest	55
6.	Zusammenfassung und Ausblick.....	57
V.	Literaturverzeichnis.....	XI
Anhang	A-1
Selbständigkeitserklärung		

II. Abbildungsverzeichnis

Abbildung 1:	Vergleich von ns- und ps-Strukturierung von ITO-Schichten.....	4
Abbildung 2:	Konfokalmikroskopaufnahme einer strukturierten Dünnschicht-Solarzelle	5
Abbildung 3:	Vergleich von a) guter und b) ungeeigneter Strukturierung einer Polymer-Gold-Palladium-Schicht.....	6
Abbildung 4:	Bearbeitungsergebnisse a) 4- b) 6- und c) 8-Strahlinterferenz.....	6
Abbildung 5:	Bearbeitung des spintronischen Schichtmaterials mittels fs-Laserstrahlung bei einem Linienabstand von 5 μm , a) $P_d = 0,5 \mu\text{m}$, 30 nJ, b) $P_d = 1,25 \mu\text{m}$, 40 nJ...	7
Abbildung 6:	Strahlkaustik bei einer Optik mit 56 mm Brennweite und Verwendung des Strahlaufweiters	13
Abbildung 7:	Strahlquerschnitt bei verschiedenen Fokusslagen, a) $z_0 - z_R$, b) Fokus z_0 c) $z_0 + z_R$	13
Abbildung 8:	mittlere Laserleistung bei 100% interner Leistung in Abhängigkeit der Pulswiederholfrequenz aus [21]	14
Abbildung 9:	Abhängigkeit der Pulsdauer und der Laserleistung von der internen Leistungseinstellung des Lasers bei 20 kHz	14
Abbildung 10:	Pulsform bei 20 kHz und einer Pulsenergie von 0,5 μJ bei verschiedenen internen Leistungseinstellungen, des Weiteren ist die Schwankung der Laserleistung grau hinterlegt	15
Abbildung 11:	Einfluss der Laserschwankung bei verschiedenen internen Einstellungen auf das Bearbeitungsergebnis.....	15
Abbildung 12:	Aufbau des Probenmaterials.....	16
Abbildung 13:	Hysteresekurven a) oberhalb und b) unterhalb der Néel-Temperatur [40].....	18
Abbildung 14:	Mechanismus des Einzelpulsabtrags aus [39].....	19
Abbildung 15:	schematische Darstellung des Materialabtrags nahe der Schwellfluenz.....	22
Abbildung 16:	Einzelpulsabtrag von Silizium	27
Abbildung 17:	Quadratische Abtragsdurchmesser über die Pulsspitzenfluenz des Siliziumabtrags	27
Abbildung 18:	Darstellung der Fokussuche und des Abstands zwischen Fokus und der Stelle bei der erstmals kein Abtrag mehr erreicht wird.....	29
Abbildung 19:	Quadratische Abtragsdurchmesser über die Pulsspitzenfluenz bei verschiedenen Pulsdauern.....	30
Abbildung 20:	Quadratische Strukturbreite in Abhängigkeit der Pulsspitzenfluenz bei einem Fokusradius von 5,31 μm und einer Pulsdauer von 52 ns, zusätzlich ist die Standartabweichung eingezeichnet.....	31
Abbildung 21:	Abbildung der Einzelpulsabträge bei einem Fokusradius von 8,71 μm und einer Pulsdauer von 37,6 ns bei a) 0,5 J/cm^2 und b) 0,75 J/cm^2	32

Abbildung 22: Mittelwert der erzeugten minimalen Durchmesser in Abhängigkeit des Fokusradius bei verschiedenen Pulsdauern	33
Abbildung 23: schematische Darstellung des Linienabtrags	34
Abbildung 24: ausgewählte Bearbeitungsergebnisse bei einem Fokusradius von 4,71 μm , einer Pulsdauer von 31,6 ns, verschiedenen Pulsabständen und Fluenzen	35
Abbildung 25: Abhängigkeit der Strukturbreite von der Pulsspitzenfluenz bei verschiedenen Pulsabständen bei einem Fokusradius von 4,71 μm und 31,6 ns Pulsdauer	35
Abbildung 26: schematische Darstellung des Schichtabtrags [29] a) und realisierter Abtrag b) ..	36
Abbildung 27: Bearbeitungsqualität in Abhängigkeit des Pulsabstandes und der Pulsspitzenfluenz bei einem Fokusradius von 4,71 μm und 31,6 ns Pulsdauer ...	37
Abbildung 28: ausgewählte Bearbeitungsergebnisse bei einem Fokusradius von 5,31 μm , einer Pulsdauer von 52 ns, einer Laserfluenz von 0,9 J/cm ² bei verschiedenen Pulsabständen	38
Abbildung 29: Darstellung der Laserpositionsschwankung	39
Abbildung 30: Bearbeitungsqualität in Abhängigkeit des Pulsabstandes bei einem Fokusradius von 5,31 μm und 52 ns Pulsdauer	40
Abbildung 31: Quadratische Strukturbreite in Abhängigkeit der Pulsspitzenleistung bei $w_{86} = 5,31 \mu\text{m}$ und $\tau = 52 \text{ ns}$ und verschiedenen Pulsabständen	41
Abbildung 32: erreichbare Strukturbreiten in Abhängigkeit der Pulsspitzenfluenz bei verschiedenen Pulsdauern bei $w_{86} = 2,91 \mu\text{m}$ und $P_d = 0,05 \mu\text{m}$	42
Abbildung 33: minimal erreichbare Strukturen und dafür benötigte Fluenzen in Abhängigkeit der Pulsdauer bei verschiedenen Pulsabständen und Fokusradien	43
Abbildung 34: Vergleich der Bearbeitungsqualität bei verschiedenen Pulsdauern bei einem Fokusradius von 5,31 μm und einer Pulsdauer von a) 31,6 ns und b) 52 ns	44
Abbildung 35: Strukturbreite in Abhängigkeit der Streckenenergie, Einfluss von Pulsenergie und Pulsabstand bei einem Fokusradius von 8,71 μm und einer Pulsdauer von 31,6 ns	45
Abbildung 36: Strukturbreite in Abhängigkeit der Streckenenergie bei konstantem Pulsabstand, einem Fokusradius von 8,71 μm und zwei verschiedenen Pulsdauern	45
Abbildung 37: ausgewählte Beabreinigungsergebnisse bei einer Fluenz von 0,9 J/cm ² , verschiedenen Pulsabständen und Fokusradien	46
Abbildung 38: minimal erreichbare Strukturbreite in Abhängigkeit des Fokusradiuses bei verschiedenen Pulsabständen und einer Pulsdauer von 31,6 ns	47
Abbildung 39: minimal nutzbaren Laserfluenzen in Abhängigkeit des Fokusradius auf bei verschiedenen Pulsabständen und einer Pulsdauer von 31,6 ns	47
Abbildung 40: Quadratische Strukturbreite in Abhängigkeit der Laserfluenz bei verschiedenen Pulswiederhol frequenzen und Fokusradien und einer Pulsdauer von 52 ns	49
Abbildung 41: Minimal erreichbare Strukturbreiten in Abhängigkeit des Pulsabstandes bei verschiedenen Frequenzen und Fokusradien und einer Pulsdauer von 52 ns ...	50

Abbildung 42: Abhängigkeit der Strukturbreite vom Pulsabstand bei verschiedenen Pulswiederholfrequenzen und Laserfluenzen bei einem Fokusradius von 5,31 μm und einer Pulsdauer von 52 ns.....	50
Abbildung 43: Bearbeitungsqualität bei a) 20 kHz und b) 250 kHz bei einem Fokusradius von 2,66 μm und einer Pulsdauer von 52 ns.....	51
Abbildung 44: schematische Darstellung des Linienabstandes.....	53
Abbildung 45: Abbildungen zur Stegbreite bei einem Fokusradius von 4,71 μm und einer Pulsdauer von 37,6 ns bei a) $F_{\text{max}} = 0,77 \text{ J/cm}^2$, $P_d = 3 \mu\text{m}$, $L_d = 6,75 \mu\text{m}$ b) $F_{\text{max}} = 0,9 \text{ J/cm}^2$, $P_d = 0,05 \mu\text{m}$, $L_d = 7 \mu\text{m}$ c) $F_{\text{max}} = 0,9 \text{ J/cm}^2$, $P_d = 0,05 \mu\text{m}$, $L_d = 6,75 \mu\text{m}$	54
Abbildung 46: Abbildungen zum Flächenabtrag bei $w_{86} = 4,71 \mu\text{m}$, $\tau_p = 37,6 \text{ ns}$, $F_{\text{max}} = 0,9 \text{ J/cm}^2$ und einem Linienabstand von a) 4,9 μm , b) 4,3 μm , c) 4 μm , d) 3,4 μm , der eingezeichnete Pfeil gibt die Linienvorschubrichtung an.....	54
Abbildung 47: Hysteresekurven bei a) 45 μm und b) 5 μm Stegbreite	55
Abbildung 48: Pulsform bei 250 kHz und einer Pulsenergie von 0,5 μJ bei verschiedenen internen Leistungseinstellungen, des weiteren ist die Schwankung der Laserleitung grau hinterlegt.....	A-1
Abbildung 49: Transmissionskurve des polarisierenden Strahlteilers	A-1
Abbildung 50: Strukturbreite in Abhängigkeit der Streckenenergie bei konstanter Pulsenergie bei einem Fokusradius von 8,71 μm und zwei verschiedenen Pulsdauern	A-2
Abbildung 51: erreichbare Strukturbreite in Abhängigkeit der Streckenenergie bei konstanter Pulsenergie bei einem Fokusradius von 2,66 μm und verschiedenen Pulsdauern	A-3
Abbildung 52: Bearbeitungsergebnisse bei einem Fokusradius von 4,71 μm einer Pulsdauer von 31,6 ns bei verschiedenen Fluenzen und Pulsabständen.....	A-6
Abbildung 53: Digitalmikroskopaufnahme der Bearbeitungsergebnisse bei einem Fokusradius von 4,71 μm , einer Pulsdauer von 31,6 ns und verschiedenen Fluenzen und Pulsabständen	A-7
Abbildung 54: Bearbeitungsergebnisse bei einem Fokusradius von 5,31 μm , einer Pulsdauer von 52 ns, einer Fluenz von 0,9 J/cm^2 und verschiedenen Pulsabständen.....	A-8
Abbildung 55: Digitalmikroskopaufnahmen der Bearbeitungsergebnisse bei einem Fokusradius von 5,31 μm , einer Pulsdauer von 52 ns, einer Fluenz von 0,9 J/cm^2 bei verschiedenen Pulsabständen	A-9
Abbildung 56: Bearbeitungsergebnisse bei verschiedenen Pulsdauern und Pulsabständen bei einem Fokusradius von 4,71 μm und einer Fluenz von 1,5 J/cm^2	A-10
Abbildung 57: Vergleich der Strukturqualität bei 20 und 250 kHz, einem Fokusradius von 2,66 μm und einer Pulsdauer von 52 ns und verschiedenen Fluenzen	A-11
Abbildung 58: minimale Strukturen bei 250 kHz, einem Fokusradius von 2,66 μm und einer Pulsdauer von 52 ns bei verschiedenen Pulsabständen und Fluenzen.....	A-11

III. Tabellenverzeichnis

Tabelle 1: Technische Daten des AVIA 355-23 aus [21]	9
Tabelle 2: charakteristische räumliche Laserstrahleigenschaften bei verschiedenen Optiken ...	12
Tabelle 3: Verhältnis der minimal erreichbaren Strukturbreite zum Fokusradius	48
Tabelle 4: durchschnittlich erreichbare Stegreiten bei einem Fokusradius von 4,71 μm und einer Pulsdauer von 37,6 ns	53
Tabelle 5: Pulsdauer und Laserleistung auf der Probenoberfläche bei verschiedenen internen Leistungseinstellungen	A-1
Tabelle 6: Abtragsschwellen, abgeschätzt aus der Fokussuche bei verschiedenen Fokusradien und Pulsdauern	A-2
Tabelle 7: Abtragsschwellen und berechneter Fokusradius des Einzelpulsabtrags bei verschiedenen Pulsdauern und Fokusradien	A-3
Tabelle 8: minimal erreichbare Abtragsdurchmesser bei verschiedenen Pulsdauern und Fokusradien	A-4
Tabelle 9: erreichte Strukturbreiten bei verschiedenen Fokusradien und Pulsdauer bei ausgewählten Fluenzen	A-4
Tabelle 10: Vergleich der bestimmten Abtragsschwellen bei 20 und 250 kHz und einer Pulsdauer von 52 ns bei verschiedenen Fokusradien	A-5
Tabelle 11: minimal erreichte Strukturbreiten bei 20 und 250 kHz bei verschiedenen Fokusradien und Pulsabständen bei einer Pulsdauer von 52 ns	A-5
Tabelle 12: Materialkennwerte zur Berechnung der Abtragsschwelle [43,44,45,46]	A-5

IV. Abkürzungsverzeichnis

EP		Einzel puls
fs		Femtosekunde
GMR		Giant Magneto Resistance
KDP		Kaliumdihydrogenphosphat, nichtlinearer optischer Kristall
ns		Nanosekunde
ps		Pikosekunde
REM		Rasterelektronenmikroskop
SHG		second harmonic generation, Frequenzverdopplerkristall
Stabw		Standartabweichung
THG		third harmonic generation, Frequenzverdreifacherkristall
a		Aufweitungsfaktor
b	[m]	Strukturbreite
b _{min}	[m]	minimale Strukturbreite
B		Materialkoeffizient der die Abhängigkeit der Einzel puls- zur Mehrpulsabtragsschwelle angibt
d	[m]	Dicke / Schichtdicke
D	[m]	Durchmesser
D _{eff}	[m]	Abtragsdurchmesser
D _{effmin}		minimaler Abtragsdurchmesser
D _{effØ}		durchschnittlicher Abtragsdurchmesser
E	[J]	Pulsenergie
f	[m]	Brennweite
f _p	[Hz]	Pulswiederhol frequenz
F	[J/cm ²]	Laser fluenz
F _{max}	[J/cm ²]	maximale Laser fluenz
F _{th}	[J/cm ²]	Schwell fluenz
H	[A/m]	magnetische Feldstärke
H _{eb}	[A/m]	Exchange Bias Feld
I	[W/cm ²]	Intensität
I _{th}	[W/cm ²]	Schwellintensität
Ld	[m]	Linienabstand
m		Anstieg der Regressionskurve
M	[g/mol]	Molare Masse
M ²		Beugungsmaßzahl
n		Schnittpunkt der Regressionskurve mit der Ordinatenachse
N		Anzahl der Laserpulse/Überfahrten je Stelle

P_{av}	[W]	mittlere Laserleistung
P_t	[%]	prozentual transmittierte Leistung
P_{max}	[W]	Pulsspitzenleistung
P_d	[m]	Pulsabstand
q_s	[kJ/mol]	spezifische Schmelzwärme
q_v	[kJ/mol]	spezifische Verdampfungswärme
Q_s	[J/m]	Streckenenergie
r	[m]	radiale Ausdehnung des Laserstrahls
R		Reflexionsgrad
s_{Steg}	[m]	Stegbreite,
s_{Schmel}	[m]	Stegbreite nur gebildet aus dem Schmelzwall
SPP		Strahlparameterprodukt
U	[%]	Pulsüberlapp
v	[m/s]	Bearbeitungsgeschwindigkeit
$w(z)$	[m]	Strahlradius im Abstand z vom Fokus
w_{86}	[m]	Strahlradius
w_{vor}	[m]	Rohstrahldurchmesser
w_{ab}	[m]	Ablationsdurchmesser des Laserstrahls
z	[m]	Abstand von der Strahltaile
z_R	[m]	Rayleighlänge
α	[1/cm]	Absorptionskoeffizient
β	[°]	Winkeleinstellung des Abschwächens
δ	[cm]	optische Eindringtiefe
Δd	[m]	Schichtdicke
ΔH_s	[kJ/mol]	Summe aus spezifischer Schmelz- und Verdampfungsenthalpie
Θ	[rad]	Divergenzwinkel
λ	[m]	Wellenlänge
ρ	[g/cm ³]	Dichte
τ_p	[s]	Pulshalbwertsbreite / Pulsdauer
ω	[1/s]	Frequenz

1. Einleitung

1.1. Motivation

In den letzten Jahren konnte eine verstärkte Miniaturisierung von Bauteilen festgestellt werden. Die Miniaturisierung bei gleichzeitig steigenden Anforderungen an die Leistung der Bauteile führt zu immer komplexeren Strukturen, die durch die konventionellen Fertigungsverfahren nicht mehr ausreichend realisiert werden können. Dadurch wird es nötig neue Fertigungsverfahren zu entwickeln und auch ganz neue Konzepte für Bauteile zu finden.

Die wichtigsten Bauteile der heutigen Entwicklung sind Halbleiterbauteile, die auf den Ladungstransport von Elektronen beruhen. Durch die zunehmende Miniaturisierung werden die Bauteile immer kleiner und auch quantenmechanische Effekte spielen zunehmend eine Rolle. Bei elektronischen Bauteilen ist die Ausnutzung des Elektronenspins eine Möglichkeit, die quantenmechanischen Effekte zu nutzen, was zur Entwicklung der Spintronik geführt hat. In der Spintronik werden von elektrischen Bauteilen zwei Eigenschaften der Elektronen ausgenutzt. Zum Einen die Möglichkeit, dass die Elektronen den elektrischen Strom leiten und zum Anderen den Spin der Elektronen. Die Elektronenspins bestimmen die magnetischen Eigenschaften und die elektrische Leitfähigkeit des Materials und lassen sich durch ein äußeres Magnetfeld steuern.

Durch die Spintronik konnte zum Beispiel ein neuer Transistor, der spin field-effect transistor (SFET) entwickelt werden. Die neuen Transistoren nutzen eine statische spinabhängige Barriere. Wohingegen die heutigen Transistoren eine elektrische Barriere aufweisen. Der Vorteil der neuen Transistoren ist, dass die Änderungen der Elektronenspins im Gate einen niedrigeren Energieaufwand haben, gegenüber den heutigen Transistoren. Eine andere Einsatzmöglichkeit der Spintronik ist ein adressierbarer Datenspeicher (MRAM), bei denen die Daten dauerhaft magnetisch gespeichert werden. Die Daten werden durch ein induziertes Magnetfeld geschrieben und durch Spinströme können die Daten wieder ausgelesen. Außerdem werden in der Spintronik GMR-Magnetfeldsensoren, Festplattenleseköpfe, MRAM-Chips und Spintransistoren entwickelt. Die für die Spintronik einsetzbaren Strukturen liegen im Nanometerbereich, dadurch werden neue Verfahren der Mikro- und Nanotechnologie benötigt. [1,3,4]

Zur Strukturierung und Leiterbahnerzeugung in der Mikrosystemtechnik sind Ätzverfahren eine weit verbreitete Technologie. Damit sind sehr kleine und präzise Strukturen mit einer Auflösung bis in den Nanometerbereich möglich. Die Nachteile der klassischen nasschemischen Ätzverfahren sind die beschränkte Geometrie der Strukturen, die erzeugt werden können. Eine weitere Einschränkung erfolgt durch die begrenzte Anzahl an Werkstoffen, die strukturiert werden können und das geringe Aspektverhältnis, was erreicht wird. Weitere Nachteile sind ein hoher Aufwand bei der Maskenherstellung, geringe Ätzraten und die Verwendung giftiger Chemikalien. Die Mikrostrukturierung mit Lasern bietet vielfältige Erweiterungsmöglichkeiten zu den konventionellen Verfahren der Mikrotechnik. Geometrische Beschränkungen, die mit herkömmlichen nasschemischen Ätzverfahren durch die kristallinen Eigenschaften des Basiswerkstoffes Silizium gegeben sind, lassen sich mit Hilfe der Lasertechnik überschreiten. Die direktanschreibende, lithographiefreie Laserstrukturierung birgt ein erhebliches Potential für die Zeit- und Kosteneinsparung bei der Strukturierung. [5,6,7]

Durch den Laser ist eine hohe Flexibilität des Fertigungsprozesses gegeben, eine Vielzahl von Werkstoffen und Werkstoffkombinationen können damit bearbeitet werden. Auch eine Strukturierung von komplizierten Geometrien und unzugänglichen Bereichen ist möglich. Bei optimaler Anpassung der Bearbeitungsparameter an den Werkstoff ist eine hohe Bearbeitungsqualität erreichbar. Des Weiteren kann der Laser in den Fertigungsprozess integriert werden und eine hohe Automatisierbarkeit kann erreicht werden. Der Laser hat auch schon in anderen Bereichen der Materialbearbeitung und vor allem bei der Mikrobearbeitung seine Vorteile bewiesen und ist in einigen Bereichen als Standardfertigungsverfahren integriert. [2,8]

Durch die geringere Wellenlänge der UV-Strahlung ist eine deutlich höhere Auflösung erreichbar, da sich Laserstrahlung kurzer Wellenlänge stärker fokussieren lässt. Für eine hochauflösende Bearbeitung sind kurze Pulsdauern und kurze Wellenlängen erforderlich. Die Pulsdauer hat einen Einfluss auf die thermische Diffusionslänge, mit kurzen Pulsdauern wird demnach eine minimale thermische Schädigung des umliegenden Materials erreicht. Durch geeignete Parameterwahl kann nahezu jedes Material mit sub- μm -Auflösung bearbeitet werden.[9] Des Weiteren haben viele Materialien im UV-Spektralbereich einen hohen Absorptionskoeffizienten, da die Photonenenergie der UV-Strahlung hoch ist. Bei einem hohen Absorptionskoeffizienten ist die optischen Eindringtiefe, die Skin-Tiefe, der Strahlung gering, was vorteilhaft für die Bearbeitung dünner Schichten ist. Daher werden die Strukturierungen mit einem UV-Laser mit Pulsdauern im ns-Bereich durchgeführt, und nicht wie in der Literatur [10,11] häufig bevorzugt fs-Lasern mit deutlich größerer Wellenlänge verwendet.

1.2. Aufgabenstellung

Das Ziel der vorliegenden Arbeit waren Untersuchungen zur Mikrostrukturierung eines spintronischen Nanometerschichtstapels mittels UV-Laserstrahlung. Dabei soll der Schichtstapel durch eine direktschreibende Laserbearbeitung selektiv abgetragen werden.

Bei der Strukturierung der Schichten soll der Schichtstapel vollständig abgetragen werden. Dabei sollte das Siliziumdioxid nicht beschädigt werden. Die bei der Strukturierung erzeugten Stege dienen später als Leiterbahn. Um die Strukturen als Leiterbahnen verwenden zu können, müssen die Stege möglichst ebene Ränder aufweisen. Außerdem dürfen bei der Strukturierung keine Rückstände in den abgetragenen Bereichen zurückbleiben. Da dadurch eine Elektromigration oder ein Durchbruch erfolgen kann, was den Einsatz beeinflusst. Des Weiteren soll die Funktionalität der spintronischen Schichten durch die Laserstrukturierung nicht negativ beeinflusst werden.

In den experimentellen Untersuchungen sollen geeignete Laserparameter für die selektive Strukturierung des spintronischen Schichtstapels und die minimal erreichbaren Struktur- und Stegbreiten ermittelt werden. Die Beurteilung der Bearbeitungsqualität erfolgt durch Untersuchungen an einem Digital- und einem Rasterelektronenmikroskop. Um die Beeinflussung der Schichten durch die Laserstrukturierung zu bestimmen, wurde die Funktionalität des spintronischen Schichtstapels mittels einer Nano-MoK-Messung ermittelt.

2. Stand der Technik

2.1. Strukturierung von Schichten und Schichtstapeln

Bereits 2009 wurden Untersuchungen zur Isolation von dünnen Schichten für die Elektronik und Photovoltaik durchgeführt. Dabei sollte ein Isolationsschnitt mittels Laser in nur einer Überfahrt erreicht werden, wobei das darunter liegende Substrat nicht beschädigt werden sollte.

Im ersten Versuchsteil wurde eine ca. 140 nm Indiumzinnoxidschicht (ITO) auf Glas-Substrat bearbeitet. Bei 3 μJ Pulsenergie und einer Wellenlänge von 355 nm konnte die Schicht mit einer Schnittbreite von 28 μm getrennt werden, ohne dass Risse im Glas auftraten. Durch die Bearbeitung wurde aber ein großer Aufwurf an Material um die Spur abgelagert, was die Entstehung von Kurzschlüssen begünstigen kann. Durch Reduzierung der Pulsenergie konnte lediglich die Schnittbreite reduziert werden, nicht aber der Aufwurf. Eine Verbesserung der Schnittqualität und Verringerung des Aufwurfs konnte durch Verwendung eines ps-Lasers erreicht werden.

Als Zweites wurde eine ITO-Schicht auf PET untersucht. Das PET ist wesentlich empfindlicher als Glas, da PET eine geringere Schmelztemperatur aufweist. Mit ns- Pulsen konnten keine brauchbaren Ergebnisse erzielt werden, bedingt durch den Schmelzaufwurf, unregelmäßigen Schnittkanten und Schädigungen des Substrates. Auch hierbei konnte eine deutliche Verbesserung der Schnittqualität durch Verwendung von ps-Pulsen erreicht werden, so dass die Schicht gleichmäßig ohne Schädigungen des Substrates getrennt werden konnte.

Als Letztes wurden noch Mehrschichtsysteme untersucht. Dabei sollte die oberste Schicht (P3HT:PCBM mit einer Dicke von 200 nm) abgetragen werden ohne das ITO auf Glassubstrat zu beschädigen. Auch hier war ein selektiver Abtrag nur mittels ps-Pulsen möglich, ein gezielter, homogener Abtrag der Schicht mit ebenen Schnittkanten konnte erreicht werden. Bei den ns-Pulsen wurde die Schicht teilweise nicht vollständig abgetragen und die darunter liegende Schicht schon beschädigt. In Abbildung 1 sind die Bearbeitungsergebnisse dargestellt. In dem linken Bild ist die Bearbeitung mit einem ns-Laser dargestellt. Die Bearbeitung erfolgte mit 10 μJ , 100 kHz, einer Wellenlänge von 355 nm und einer Pulsdauer von 30 ns, die Schnittgeschwindigkeit betrug 50 mm/s. Am Rand der 35,4 μm breiten Spur ist ein Schmelzwall zu erkennen. In Abbildung 1 ist neben der Bearbeitungsspur auch das Höhenprofil der Spur dargestellt, dabei ist der Schmelzaufwurf mit einer Höhe von rund 200 nm erkennbar. Des Weiteren ist in dem Höhenprofil zu erkennen, dass der Schichtgrund nicht gleichmäßig abgetragen wurde, was eine Schädigung des Substrates darstellt. In der rechten Abbildung ist die Bearbeitung mit einem ps-Laser dargestellt. Die Bearbeitung erfolgte hierbei mit 4,4 μJ , 500 kHz, einer Wellenlänge von 355 nm und einer Pulsdauer von 10 ps. Die Bearbeitungsgeschwindigkeit betrug 500 mm/s. In der Bearbeitungsspur ist ein deutlich homogener Abtrag, ohne einen so ausgeprägten Schmelzaufwurf erkennbar, was auch durch das Höhenprofil der Spur bestätigt wird. Dort ist nur noch ein geringer Schmelzaufwurf von 10 bis 30 nm erkennbar und der Spurgrund ist homogen. Dadurch kann eine Schädigung des Substrates ausgeschlossen werden.

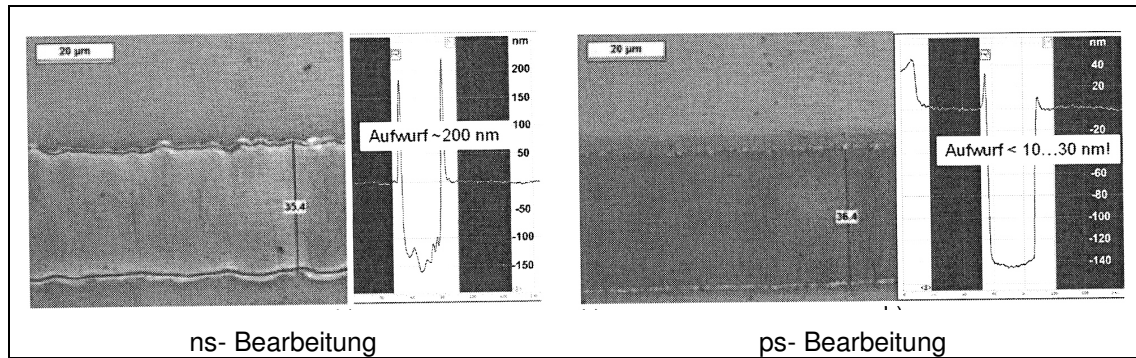


Abbildung 1: Vergleich von ns- und ps-Strukturierung von ITO-Schichten

In dem Forschungsbericht konnte gezeigt werden, dass dünne Schichten mittels ps-Pulse gezielt und selektiv abgetragen werden können. Dazu wurden Pulsenergien von weniger als 10 µJ und Fokusradien von 50 µm verwendet. Damit konnten Spurbreiten von einigen 10 µm erreicht werden. Durch eine Aufweitung des Strahls vor der Fokussierung können noch geringere Spurbreiten erreicht werden, was aber hierbei nicht Ziel der Untersuchungen war.[14]

Auch Untersuchungen des Fraunhofer Instituts für Werkstoff- und Strahltechnik haben sich mit der Isolierung von elektrischen Bauteilen durch Laserstrahlung beschäftigt. Dabei sollten isolierende Kunststoffschichten abgetragen werden ohne die darunter liegende Kupferoberfläche zu beschädigen. Ein selektiver Abtrag bei guter Schnittqualität wurde nur mittels ps-Pulsen erreicht. Des Weiteren wurden durch die ps-Pulse geringere Schnittbreiten und höhere Prozessgeschwindigkeiten erreicht. Bei einer Laserleistung von 11 W und einer Bearbeitungsgeschwindigkeit von 3 m/s wurde die Polymerschicht auf 7 µm Breite entfernt ohne die Kupferoberfläche zu beschädigen.

Die ps-Pulse ermöglichen eine exaktere Bearbeitungsqualität mit minimaler thermischer Beeinflussung umliegender Bereiche, was besonders Vorteile bei der Bearbeitung von dünnen Materialien und Schichten bringt, die Vorteile haben sich auch bei der Untersuchung zum Schneiden von dünnen Folien gezeigt. Die ps-Bearbeitung birgt aber den Nachteil, dass bei geringen Prozessgeschwindigkeiten oder stehendem Stahl ein quasikontinuierlicher Energieeintrag ins Material erfolgt, was zu einer starken thermischen Belastung des Werkstoffes führt, da die ps-Laser mit sehr hohen Pulswiederholfrequenzen im MHz-Bereich arbeiten.

Mit ps-Lasern können bessere Schnittqualitäten, geringere Ablagerungen und thermische Schädigungen durch eine kürzere Wechselwirkungszeit erreicht werden. Durch die kurzen Pulsdauern und den damit verbundenen kürzeren Wechselwirkungszeiten kommt es zu einer geringeren Wärmeeinflusszone. Durch die hohen Pulswiederholfrequenzen ist ein hoher Mengendurchsatz möglich.[15]

Eine weitere Anwendung der Lasermikrostrukturierung erfolgt in der Solartechnik. Dort erfolgt die Strukturierung mittels mechanischen Ritzen oder durch eine Nanosekunden-Laser Ablation. Neue Solarzellentypen wie z.B. Kupfer-Indium-Diselenid (CIS)-Dünnschicht-Solarzellen bieten einen geringeren Materialverbrauch für die Absorberschicht und weisen einen höheren Wirkungsgrad auf als herkömmliche Silizium-Solarzellen. Die Solarzellen bestehen aus einer Molybdänschicht mit einer Dicke von 0,5 µm, darüber befindet sich eine CIS-Schicht mit einer Dicke von 2,5 µm und als Deckschicht wird teilweise noch Zinkoxid verwendet. Als Substratwerkstoff dient Glas. Die herkömmliche Strukturierung mit dem mechanischen Ritzen oder der ns-Laserablation führt zu einer Schädigung des Schichtsystems, zu Aufschmelzungen, die lokale Kurzschlüsse verursachen können, und Mikrorissen, wodurch die Reproduzierbarkeit gering ist.

Im Verbundprojekt „Effizienzsteigerung bei der Produktion von Dünnschichtsolarzellen“ konnte die FH München zeigen, dass durch die Verwendung von ps-Lasern eine deutliche Steigerung der Bearbeitungsqualität gegenüber dem mechanischen Ritzen und der Laserbearbeitung mit Pulsdauern im ns-Bereich erreicht wird.

In der Konfokalmikroskopaufnahme, Abbildung 2, wird solch eine ps-Laser Bearbeitung dargestellt. Dabei wird die CIS-Schicht gelb und die Molybdän-Schicht blau dargestellt. Wie in Abbildung 2 zu sehen ist, erfolgt eine präzise Strukturierung des CIS mit dem ps-Laser ohne erkennbare thermische Beeinflussungen. Außerdem ist keine Schädigung der Molybdänschicht erkennbar und die Ausbildung von steilen Wänden wurde realisiert. Damit zeigt sich, dass mit einem ps-Laser eine selektive Strukturierung von Dünnschichtmaterialien ohne eine Wärmebeeinflussung möglich ist.[17]

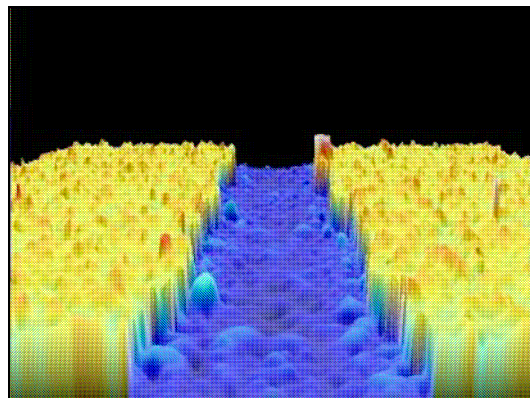


Abbildung 2: Konfokalmikroskopaufnahme einer strukturierten Dünnschicht-Solarzelle

Alle hier aufgeführten Berichte haben gezeigt, dass eine Strukturierung von Schichten nicht mittels ns-Laserpulsen bei guter Bearbeitungsqualität möglich ist. Die ns-Laser werden aber bei der Laserinterferenzstrukturierung bevorzugt eingesetzt.

2.2. Interferenzstrukturierung

Die kleinsten laserstrukturierten Strukturen können durch Laser-Interference patterning (DLIP) erreicht werden. Das Direct Laser Interference patterning ist eine Möglichkeit der schnellen und flexiblen Erzeugung von periodischen Strukturen über makroskopische Bereiche auf einmal strukturiert werden. Die dabei erreichbaren Perioden liegen unterhalb der Laserwellenlänge. Beim Laser-Interference patterning werden zwei oder mehr kohärente Laserstrahlen kurz oberhalb der Bearbeitungsoberfläche überlagert, dabei treten Interferenzeffekte auf. Das resultierende Interferenzmuster ist genau definiert und in seinen Intensitätsspitzen und Dimensionen kontrollierbar. Die Anzahl der verwendeten Laserstrahlen bestimmt die Geometrie der erzeugten Strukturen. Tritt eine solche Intensitätsverteilung auf eine Materialoberfläche lassen sich dort periodische Strukturen erzeugen. Ein Abtrag erfolgt, wenn die Intensitätsmaximas die Abtragsschwelle überschreiten.

Mit der Laserinterferenzmaterialbearbeitung kann ein gezielter selektiver Abtrag von Schichten erfolgen. Dazu wurde eine dünne Gold-Palladium-Schicht auf einem ITO-Substrat untersucht. Als Deckschicht diente eine 70 nm dünne PEDOT-PSS Polymerschicht, die selektiv, ohne die darunter liegende Gold-Palladium-Schicht zu zerstören, abgetragen werden sollte. In Abbildung 3 ist das Bearbeitungsergebnis dargestellt. In Bild (a) wurde mit einer Laserfluenz von 54 mJ/cm²

und in Bild (b) mit 72 mJ/cm^2 bearbeitet. Die erzeugte Strukturperiode betrug $13,5 \mu\text{m}$. In dem ersten Bild konnte der selektive Abtrag ohne eine Schädigung der darunter liegenden Schichten erreicht werden. In Bild (b) hingegen war die Laserfluenz in den Intensitätsspitzen zu hoch, dadurch wurde eine Schädigung der Gold-Palladium-Schicht innerhalb der Abtragsspur erreicht.[18]

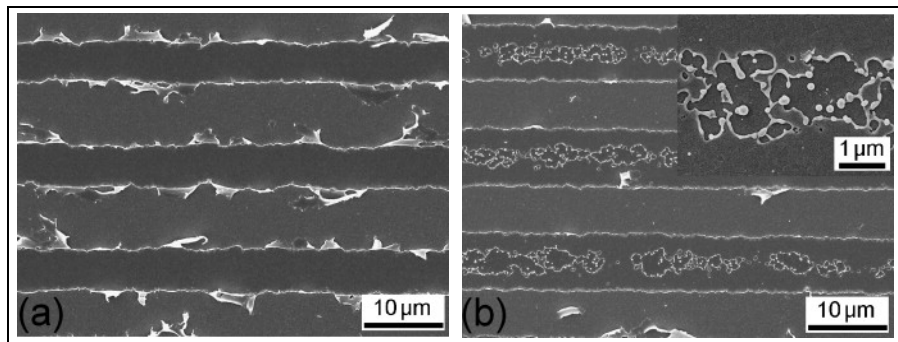


Abbildung 3: Vergleich von a) guter und b) ungeeigneter Strukturierung einer Polymer-Gold-Palladium-Schicht

Eine weitere Möglichkeit ist die Laser-Interferenztechnik mit einem Beugungsgitter. Dabei werden die beiden ersten Beugungsordnungen zur Überlagerung gebracht und alle anderen Ordnungen werden ausgeblendet. Durch die Verwendung mehrerer Gitter kann die Anzahl und die Intensität den durch Beugung entstandenen Teilstrahlen beeinflusst werden. Auch durch die Art des Gitters kann die Anzahl und die Lage der Teilstrahlen variiert werden. Dadurch wird eine Änderung der durch Superposition entstandenen Intensitätsverteilung erzielt und die Oberflächentopographie der erzeugten Strukturen beeinflusst. In Abbildung 4 werden die erzeugten Oberflächentopografien dargestellt. Die in Bild (a) dargestellte Punktstruktur wurde mit einem Kreuzgitter und einer 4 Strahl-Interferenz erzeugt. Verwendet man stattdessen 6 Laserstrahlen und die Kombination von einem Kreuz und einem Liniengitter, so entsteht die Struktur in Bild (b). Je mehr Laserstrahlen zur Interferenz genutzt werden, desto komplexere Strukturen können erzeugt werden. In Bild (c) wurde 8 Strahlen zu Interferenz gebracht, die durch eine Kombination von 2 Kreuzgittern erzeugt wurden.[19]

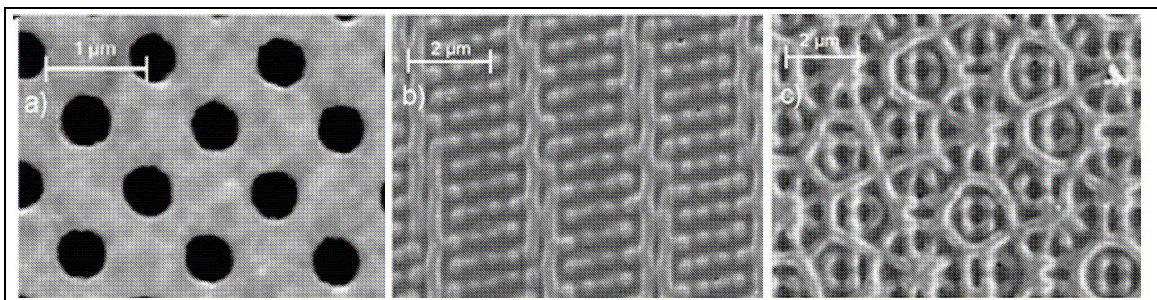


Abbildung 4: Bearbeitungsergebnisse a) 4- b) 6- und c) 8-Strahlinterferenz

Die Anwendungsfelder großflächiger Nanostrukturierungen sind z.B. die Herstellung funktioneller Oberflächen im Bereich Life Science und Medizintechnik. Im Maschinenbau werden mit Hilfe der großflächigen Strukturierung Oberflächen mit speziellen tribologischen Eigenschaften hergestellt. [13]

2.3. Materialbearbeitung nahe der Abtragsschwelle

Mit einem Femtosekundenlaser besteht die Möglichkeit, reproduzierbare Strukturen kleiner 100 nm in nahezu allen Festkörpermaterien zu erzeugen. Die Bearbeitung unterhalb der Beugungsbegrenzung des Lasers ist möglich, da für einen Femtosekundenlaser die Abtragsschwellen für die Materialien scharf definiert sind. Dadurch ergibt sich die Möglichkeit, nur mit der Spitzenintensität eines fokussierten Laserstrahls Material abzutragen, damit wird nur in einem kleinen, inneren Teil des Brennfleckes Material abgetragen. Eine weitere Voraussetzung für die Erzeugung solcher kleiner Strukturen ist eine gute Bearbeitungsqualität des Abtrags, die beim Femtosekundenlaser dadurch erreicht wird, dass die ultrakurzen Pulse eine sehr hohe Pulsspitzenintensität aufweisen. Damit kann exakt am Ort des Auftreffens des Laserstrahls impulsartig und praktisch rückstandsfrei Material abgetragen werden. Des Weiteren kann die Tiefe des Materialabtrags durch die Anzahl der verwendeten Laserpulse exakt vorgegeben werden. [12]

Aber auch mit einem Excimerlaser, mit Pulsdauern im ns-Bereich, wurde ein Abtrag mit einem Durchmesser von ca. 500 nm in Silizium erreicht. Die geringe Strukturgröße konnte nur nahe der Abtragsschwelle erreicht werden, wird die Bearbeitungsenergie jedoch höher gewählt, so wird auch die Struktur größer. [20]

2.4. Strukturierung des selben Materials mittels fs-Laserstrahlung

Am Laserinstitut der Hochschule Mittweida wurden schon Untersuchungen zur Strukturierung des spintronischen Schichtmaterials, siehe Kapitel 3.6 mittels Femtosekundenlaser durchgeführt. Die dabei erreichten kleinsten Spurbreiten betrugen ca. 4 μm bei einer Stegbreite von rund 800 nm. Die erzeugten Spuren waren frei von Rückständen und die Spurränder waren relativ glatt, siehe Abbildung 5 links, die Ergebnisse wurden mit einem berechneten Fokusradius von 2,8 μm erzielt. Die erzeugten Strukturen sind deutlich größer als der Strahlradius, demnach konnte keine Bearbeitung nur mit der Spitze des Intensitätsprofils, wie in [12] beschrieben, erreicht werden. Durch Verwendung eines Spiegelobjektives mit 5 mm Brennweite konnte die Spurbreite auf ca. 1,6 μm verringert werden. Die minimal erreichbare Stegbreite blieb aber bei 800 nm. Durch die geringe Schärfentiefe des Spiegelobjektives konnte keine ausreichende Reproduzierbarkeit erreicht werden.

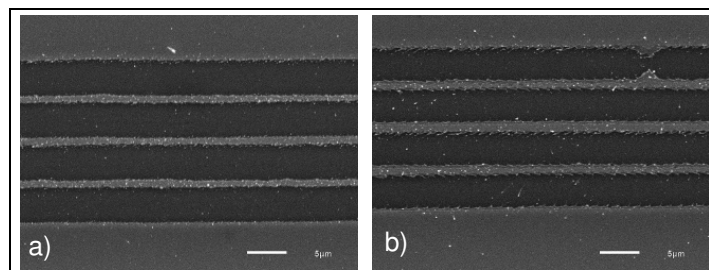


Abbildung 5: Bearbeitung des spintronischen Schichtmaterials mittels fs-Laserstrahlung bei einem Linienabstand von 5 μm , a) $P_d = 0,5 \mu\text{m}$, 30 nJ, b) $P_d = 1,25 \mu\text{m}$, 40 nJ

Teilweise traten zackenförmige Ränder auf, rechtes Bild, und es konnten Anzeichen einer Schmelze festgestellt werden, dadurch kann eine Durchmischung der einzelnen Schichten erfolgt sein. Ein Funktionstest der Strukturen wurde aber noch nicht durchgeführt, daher kann über die Beeinflussung der Schichten noch keine Aussage getroffen werden. [16]

3. Versuchsaufbau [21,22]

3.1. Laseranlage

Für die Versuche wurde die Laserfein- und –mikrobearbeitungsanlage LVS 626Y der Firma Laservorm verwendet. Als Laser stand der AVIA 355-23 der Firma Coherent mit einer Wellenlänge von 355 nm zur Verfügung. Der AVIA 355-23 ist ein diodengepumpter, gütegeschalteter Nd:YVO₄ Festkörperlaser, der frequenzverdreifacht betrieben wird. Die Güteschaltung erfolgt über einen akustooptischen Modulator. Die wichtigsten Laserstrahleigenschaften werden in Tabelle 1 zusammengefasst.

Wellenlänge	354,7	nm
Max. P_{av} (bei 90 kHz)	23	W
Pulswiederholfrequenz	cw, Einzelpulse bis 300 kHz	
Pulsbreite	< 40 (bis 90 kHz)	ns
Rohstrahlquerschnitt	$3,5 \pm 0,35$	mm
Strahldivergenz (Vollwinkel)	< 0,3	mrاد
Strahlmode	TEM ₀₀ ($M^2 < 1,3$)	
Strahlrundheit	> 85	%
Polarisationsverhältnis	> 100:1	
Puls zu Puls Stabilität	< 5	%
Pulsenergiestabilität	2,2	%
P_{av} Stabilität	0,4	%

Tabelle 1: Technische Daten des AVIA 355-23 aus [21]

Für die Versuche wurde ein Scanner, intelliSCAN 10 der Firma SCANLAB, verwendet. Über die genauen Eigenschaften des Scanners können keine Aussagen getroffen werden, weil in dem verwendeten Scanner keine Originalspiegel mehr eingebaut sind. Die Originalspiegel haben der hohen Leistung im UV-Spektralbereich nicht standgehalten und mussten ersetzt werden. Des Weiteren standen X-Y-Z Linearachsen der Firma Aerotech mit einer Wiederholgenauigkeit von 1 µm zur Verfügung.

3.2. Laserquelle

Ein Neodymium dotierter Yttrium-Orthovanadate Kristall dient als aktives Medium, das eine Laserstrahlung mit einer Hauptwellenlänge von 1064 nm erzeugt. Die Besonderheit des Nd:YVO₄ ist, dass linear polarisierte Laserstrahlung generiert wird.

Die Frequenzverdreifachung erfolgt nach dem „polarisation mismatching scheme“. Dabei erfolgt die Frequenzverdreifachung über 2 verschiedene KDP Kristalle. Bei dem KDP handelt es sich um Kaliumdihydrogenphosphat (KH₂PO₄), einem optisch nichtlinearen Material. In dem ersten Kristall (SHG) erfolgt eine Frequenzverdopplung, die Erzeugung der sogenannten 2. Harmonischen. Dabei werden ca. Zweidrittel der einfallenden Photonen der Frequenz ω in die zweite Harmonische 2ω umgewandelt. Trifft eine Lichtwelle auf Materie, so regt das elektrische Feld die Elektronen zum Schwingen an. Bei geringer Feldstärke ist die Auslenkung der

Elektronen proportional der Feldstärke, damit schwingen die Elektronen auf die gleiche Weise wie das anregende Feld, die Frequenz bleibt unverändert. Bei hohen Feldstärken, also großer Strahlungsdichte, wird bedingt durch Behinderung der Kristallnachbarn der lineare Bereich verlassen. Die nichtlineare Schwingung der Elektronen führt zur Erzeugung von Oberwellen mit doppelter und höherer Frequenz. Läuft eine intensive Lichtwelle durch Materie, wird auf ihrem Weg bevorzugt eine Welle mit doppelter Frequenz angeregt, deren Amplitude zunächst ansteigt. Da aber die Ausbreitungsgeschwindigkeiten der Oberwelle wegen der Dispersion kleiner ist als die der Anregenden, baut sich eine Phasenverschiebung zwischen neu angeregten Oberwellen und solchen, die schon einen gewissen Weg zurückgelegt haben, auf. Die Oberwellen löschen sich nach kurzen Wegstrecken durch Interferenz selbst aus. Damit lassen sich nur geringe Oberwellenleistungen erreichen. Mit einem Trick, Phase- oder Index-Matching genannt, kann der Effekt umgangen werden. In einem doppelbrechenden Kristall, etwa dem KDP, können zwei Wellen mit unterschiedlicher Geschwindigkeit und Polarisationsrichtung laufen. Die Geschwindigkeit des „außerordentlichen“ Strahls hängt vom Einfallswinkel ab; die des „ordentlichen“ Strahls ist unabhängig davon. Durch die richtige Wahl des Einfallswinkels erreicht man, dass das Licht doppelter Frequenz als außerordentlicher Strahl genauso schnell ist, wie die anregende Welle, die den Kristall als ordentlicher Strahl durchläuft. Dadurch sind anregende und angeregte Welle synchronisiert und auf dem gesamten Weg durch den Kristall wird Energie von der Grundwelle in die Oberwelle übertragen. Die verbliebenen Photonen der Frequenz ω werden mit der 2. Harmonischen 2ω im zweiten Kristall (THG) überlagert, es kommt zur Frequenzmischung. Werden zwei elektromagnetische Wellen mit unterschiedlicher Frequenz in einem nichtlinearen Kristall überlagert so können Nichtlinearitäten 2. Ordnung auftreten, die zu einer Kombination der zwei einfallenden Wellen führen. Damit können Ausgangswellen mit den Frequenzen $2\omega_1$, $2\omega_2$, $|\omega_1 - \omega_2|$, $\omega_1 + \omega_2$ erzeugt werden. Der Vorgang wird auch als Drei-Wellen-Mischung bezeichnet, da aus den zwei einfallenden Wellen eine Dritte erzeugt wird. Durch eine Phasenanpassung kann die gewünschte Frequenz verstärkt werden. Dadurch kann Strahlung der 3. Harmonischen mit 3ω erzeugt werden. Die empfindliche Richtung der Phasenanpassung sind für Beide senkrecht zueinander, so das beide Kristalle in einer Zelle zusammengebracht werden können. Die Phasenanpassungsbedingungen können so für beide Kristalle unabhängig voneinander erfolgen. [21,23,24,25,26]

Für die Bearbeitung wurde die PosiLockTM-Stabilisierung verwendet. Das PosiLockTM ist eine patentierte Funktion der Firma Coherent und bietet aktive Positionskontrolle des Laserstrahls. Innerhalb des Lasergeräts ist ein Strahlpositions-Sensor eingebaut, der die Position des Laserstrahls überwacht. Das PosiLockTM reagiert auf Veränderungen der Strahlposition und sorgt für konstante Regelung des translatorischen Strahl-Shift. Die Stabilisierung des Strahls erfolgt über die Optimierung der THG-Temperatur. Die THG-Temperatur hat aber wiederum einen Einfluss auf die Energieausbeute bei der Frequenzverdreifung. Damit bewirkt die Strahlstabilisierung eine Verschlechterung der Energiestabilität. Die zwei Parameter Strahlstabilität und optimale Laserleistung sind demnach miteinander verbunden, die PosiLockTM-Funktion ist nur für die Strahlpositionierung, nicht aber auf die optimale Laserleistung ausgelegt. Die Genauigkeit der Strahl-Lageregelung beträgt in der Regel 10 μm für kurzfristigen stationären Betrieb und liegt innerhalb von 50 μm für langfristige und/oder wechselnde Betriebsbedingungen. Die Regelzeit für die PosiLockTM-Stabilisierung beträgt etwa 30 Sekunden. [21]

3.3. Strahlengang

Innerhalb des Strahlengangs werden zusätzliche optische Komponenten verwendet, um die Laserstrahlung abzuschwächen und eine Laserleistungseinstellung zu erreichen, bei der keine weiteren Laserparameter beeinflusst werden. Die vom Laser erzeugte Strahlung durchläuft zuerst einen polarisierenden Abschwächer anschließend ein $\lambda/4$ -Plättchen. Dazwischen kann wahlweise ein Strahlaufweiter mit einer 1,5 fachen Aufweitung eingeschoben werden. Anschließend gelangt die Strahlung durch eine Keilplatte zum Scanner und damit zur bearbeitenden Werkstoffoberfläche.

Das $\lambda/4$ -Plättchen dient als Zirkularpolarisator, so dass eine Bearbeitung unabhängig von der Polarisationsrichtung der Laserstrahlung möglich ist. Da die Laserleistung für die Bearbeitung des spintronischen Schichtstapels zu hoch war, wurde die Keilplatte, als Strahlteiler mit einem festen Teilungsverhältnis, in den Strahlengang eingebracht. Das Teilverhältnis der Keilplatte konnte mit 1:24 festgestellt werden.

Der Abschwächer besteht aus einer Kombination eines $\lambda/2$ -Plättchens und einem polarisierenden Strahlteilerwürfel. Der Abschwächer ist notwendig um die Laserleistung zu variieren ohne das sich andere Laserparameter, wie z.B. die Pulsdauer, ändern. Der polarisierende Strahlteiler besteht aus zwei Kristallprismen die miteinander verbunden sind. Die auftreffende linear polarisierte Strahlung wird entsprechend dem Einfallswinkel der Polarisationssebene in zwei senkrecht zueinander linear polarisierte Strahlen aufgeteilt. An der Verbindungsstelle der zwei Prismen wird der ordinäre Teilstrahl totalreflektiert und damit aus dem Strahlengang heraus in eine Strahlfalle abgelenkt. Für die Bearbeitung steht demnach nur noch der extraordinäre Strahl zur Verfügung. Durch Variation des Einfallswinkels der Polarisationssebene, durch die Drehung des $\lambda/2$ -Plättchens, wird die Amplitude der beiden Teilstrahlen geändert. Die aus dem Aufbau resultierende Abschwächerkurve wird in Abbildung 49, siehe Anhang, dargestellt. Das Minimum der Abschwächerkurve liegt mit 0,11% transmittierter Leistung bei einem Winkel von $19,5^\circ$ und das Maximum mit 99,86% transmittierter Leistung bei einem Winkel von $64,5^\circ$. Die transmittierte Leistung des Abschwächers kann durch eine Sinusfunktion wiedergegeben werden, die in Gleichung (1) angegeben wird.

$$P_t[\%] = 49,61 \cdot \sin(4 \cdot \beta + 191,73) + 49,56 \quad (1)$$

Nach der Keilplatte ergibt sich am Bearbeitungsort die Leistungskurve gemäß Gleichung (2), damit liegt das Minimum bei 0,04 % und das Maximum bei 4,12% transmittierter Leistung. In der Transmissionskurve wurden alle Verluste, die im Strahlengang auftreten berücksichtigt, lediglich die Verluste, die durch den optional einzubringenden Strahlaufweiter entstehen sind nicht berücksichtigt.

$$P_t[\%] = 2,02 \cdot \sin(4 \cdot \beta + 191,69) + 2,07 \quad (2)$$

3.4. räumliche Strahleigenschaften

Für die Versuche standen drei verschiedene Optiken zur Verfügung. Durch die Verwendung des Strahlaufweiters kann somit eine Bearbeitung mit sechs verschiedenen Fokusradien erfolgen. In der Tabelle 2 werden die wichtigsten Strahleigenschaften bei den verschiedenen Optiken zusammengefasst. Die Strahleigenschaften wurden mit einem Strahldiagnostiksystem der Firma Primes ermittelt. Bei der Optik mit einer Brennweite von 32 mm wurde zusätzlich eine Untersuchung zum Einfluss der internen Leistungseinstellung auf die Strahleigenschaften durchgeführt. Dabei zeigt sich, dass eine Variation der internen Leistungseinstellung kaum einen Einfluss auf die Strahleigenschaften hat. Die auftretenden geringen Veränderungen liegen im Bereich der Messunsicherheit des Messgerätes.

Brennweite f [mm]	Lasereinstellung	Rohstrahldurchmesser [mm]	Fokusradius w ₈₆ [μm]	M ²	Rayleighlänge z _R [mm]	SPP	Divergenz Θ [mrad]	Fokussymmetrie
103	50%	3,07	8,71	1,15	0,59	0,13	29,77	0,75
56	50%	3,26	4,71	1,21	0,16	0,14	58,27	0,62
32	cw	3,33	2,38	1,17	0,04	0,13	111,11	0,88
32	25%	2,84	2,86	1,19	0,06	0,14	94,59	0,68
32	50%	2,68	2,91	1,15	0,07	0,13	89,45	0,66
32	75%	2,81	2,97	1,23	0,06	0,14	93,50	0,68
32	100%	2,94	2,99	1,3	0,06	0,15	98,03	0,68
103	50%	5,36	5,31	1,22	0,20	0,14	52,06	0,89
56	50%	5,19	3,22	1,32	0,07	0,15	92,74	0,92
32	50%	5,00	2,66	1,96	0,03	0,22	166,70	0,77

Tabelle 2: charakteristische räumliche Laserstrahleigenschaften bei verschiedenen Optiken

Für die Aufweitung wurde ein Strahlaufweiter mit 1,5 facher Aufweitung verwendet. Dadurch sollte sich der Fokusradius um den Faktor 1,5 verringern, siehe Gleichung (3). Dabei ist die Konstante a, der Faktor der Aufweitung. Bei Verwendung des Strahlaufweiters ist a=1,5 und ohne Aufweiter 1. Als Strahlquerschnitt w_{vor} wird dabei immer der vom Lasers erzeugte Rohstrahldurchmesser von ca. 3mm verwendet. Bei den Optiken mit einer Brennweite von 103 und 56 mm ist das auch in etwa gegeben. Bei der Optik mit einer Brennweite von 32 mm jedoch beträgt die Verringerung des Fokusradius nur rund 1,1. Die Abweichung kann damit begründet werden, dass der Messbereich des Messgerätes zu groß für den Fokusradius war. Damit wurde die Auflösungsgrenze des Messgerätes erreicht und die Genauigkeit des gemessenen Fokusradius ist gering. Für eine 1,5 fache Aufweitung würde sich nach Gleichung (3) ein Fokusradius von ca. 1,95 μm ergeben.

$$w_{86} = a \cdot \frac{f \cdot \lambda}{\pi \cdot w_{\text{vor}}} \quad (3)$$

In den nachfolgenden Abbildungen sind die Aufnahmen des Strahldiagnosesystems beispielhaft für die Optik mit der Brennweite von 56 mm bei Verwendung des Aufweiters dargestellt. In der Abbildung 6 ist die Strahlkaustik mit den wichtigsten Strahleigenschaften dargestellt. Der Laserstrahl propagiert entsprechend der dargestellten hyperbolischen Form. Der Strahlradius, auch Strahltaile genannt, ist die schmalste Stelle der Strahlkaustik und ist durch die waagerechte

Linie gekennzeichnet. Bei der Strahlausbreitung außerhalb der Fokusebene vergrößert sich der Strahlquerschnitt durch die Divergenz der Laserstrahlung. Aus der Strahlkaustik können alle relevanten Laserstrahlparameter berechnet werden. Die Laserstrahlparameter werden in der Abbildung 6 neben der Strahlkaustik angegeben.

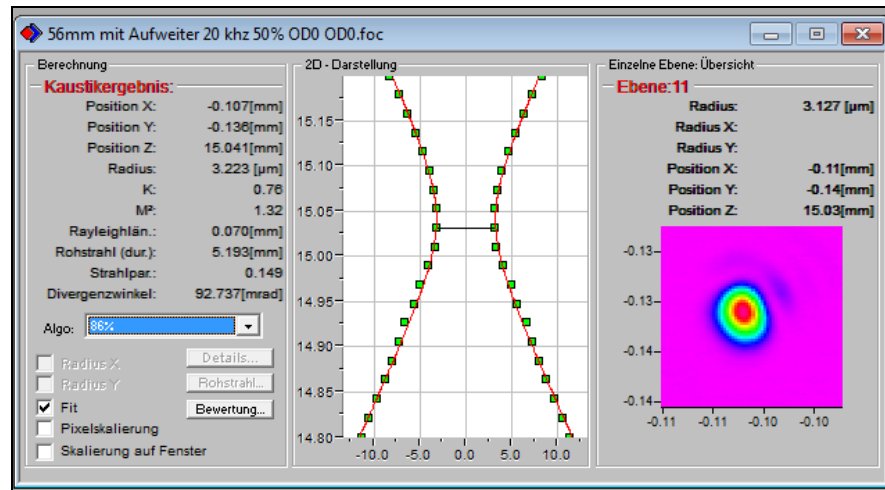


Abbildung 6: Strahlkaustik bei einer Optik mit 56 mm Brennweite und Verwendung des Strahlaufweilers

In der Abbildung 7 werden die Strahlprofile im Fokus (b) und jeweils im Abstand der Rayleighlänge zweidimensional dargestellt. Die Rayleighlänge ist der Abstand von der Strahltaille in dem sich der Strahlquerschnitt verdoppelt hat. In dem Bild (a) wird das Strahlprofil im Abstand der Rayleighlänge vor der Strahltaille (in Abbildung 6 oberhalb) und in (c) im Abstand der Rayleighlänge nach der Strahltaille dargestellt. In den Bildern ist eine Abschattung neben dem Strahl erkennbar. Die Abschattung wird bei Defokussierung immer größer und damit wird das Strahlprofil deutlich schlechter. Die Abschattung kann durch optische Bauelemente innerhalb des Strahlengangs verursacht werden.

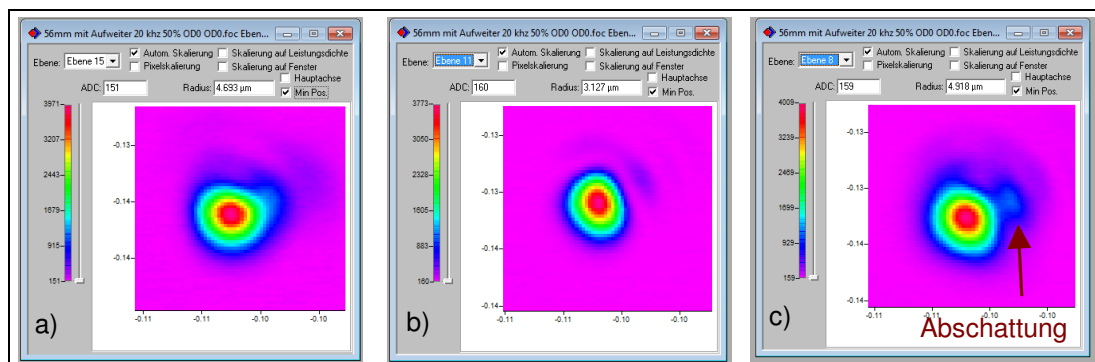


Abbildung 7: Strahlquerschnitt bei verschiedenen Fokusslagen, a) $z_0 - z_R$, b) Fokus z_0 c) $z_0 + z_R$

Die Abschattungen und das Strahlprofil sind bei allen verwendeten Optiken ähnlich. Bei der Optik mit einer Brennweite von 32 mm und der Verwendung des Strahlaufweilers ist das Strahlprofil im Messfenster sehr klein und die Abschattungen werden in die Berechnung der Strahlparameter mit einbezogen. Somit wird der Strahlradius vom Messgerät, wie bereits dargestellt, zu groß berechnet.

3.5. zeitliche Strahleigenschaften

Die Pulsdauer und die mittlere Laserleistung sind von der verwendeten Pulswiederholfrequenz und der internen Leistungseinstellung abhängig. In der Abbildung 8 ist die Laserleistung in Abhängigkeit der Pulswiederholfrequenz dargestellt. Die maximale mittlere Laserleistung wird bei einer Frequenz von 90 kHz erreicht, für die der Laser auch ausgelegt ist. Bei Veränderung der Frequenz wird die Laserleistung verringert. Mit zunehmender Pulswiederholfrequenz kommt es zu einem Anstieg der Pulsdauer.

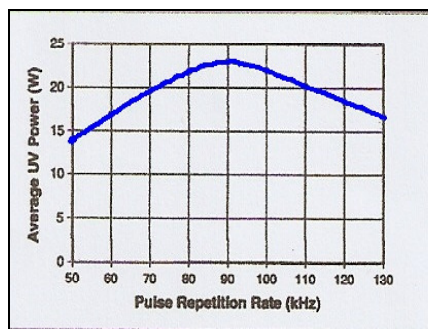


Abbildung 8: mittlere Laserleistung bei 100% interner Leistung in Abhängigkeit der Pulswiederholfrequenz aus [21]

Für die Versuche wurde eine Pulswiederholfrequenz von 20 kHz gewählt. Bei der geringen Frequenz steht eine geringe mittlere Laserleistung zur Bearbeitung zur Verfügung, die für die Bearbeitung von dünnen Schichten erforderlich sind. Des Weiteren sind bei 20 kHz die Pulsdauern gering und durch Verringerung der internen Leistungseinstellung kann ein hoher Pulsdauerbereich überschritten werden. In Abbildung 9 ist der Verlauf der Pulsdauer und der Laserleistung bei Variation der internen Laserleistung für 20 kHz dargestellt.

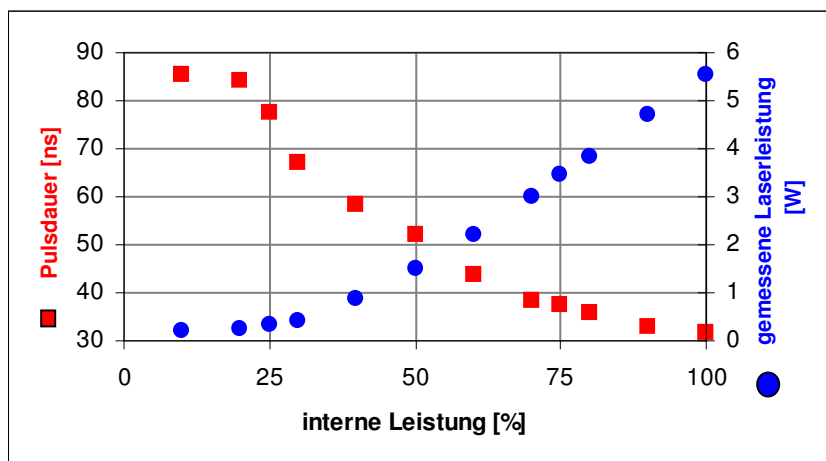


Abbildung 9: Abhängigkeit der Pulsdauer und der Laserleistung von der internen Leistungseinstellung des Lasers bei 20 kHz

Für die Bearbeitung wurden daraus spezielle Werte ausgewählt, die für die Versuche verwendet wurden, siehe Tabelle 5 im Anhang. Um das Transmissionsverhältnis des teilweise verwendeten Strahlaufläufers zu berücksichtigen, wird zusätzlich die verwendbare Laserleistung mit Strahlaufläufer angegeben. Werden für die Bearbeitung davon abweichende Werte verwendet,

wird an der entsprechenden Stelle darauf hingewiesen. Die Bearbeitung erfolgte des Weiteren immer in der Fokusebene mit einem direkt schreibenden Verfahren.

Die Messung der Pulsdauer erfolgte mit einer Photodiode und Oszilloskop. In der Abbildung 10 ist solch eine Aufnahme des Laserpulses dargestellt. Die Pulsdauer des Laserpulses wird bestimmt, indem die Breite des Pulses an der Stelle ausgemessen wird, an dem das Signal auf die Hälfte abgefallen ist. Aus der Abbildung 10 ist außerdem gut die näherungsweise gaußförmige Pulsform erkennbar. Die Pulsdauer und die Pulsform wurde über eine 32 fache Mittelwertbildung erfasst. Die Schwankungen der Laserleistung wurden über eine Momentaufnahme von 20 Pulsen ermittelt, die dabei auftretenden Minima und Maxima wurden in der Abbildung grau hinterlegt. Mit Abnahme der internen Leistung ist eine deutliche Zunahme der Leistungsschwankung feststellbar. Bei höheren Frequenzen von 250 kHz ist die Puls zu Puls Stabilität deutlich geringer, siehe Abbildung 48 im Anhang.

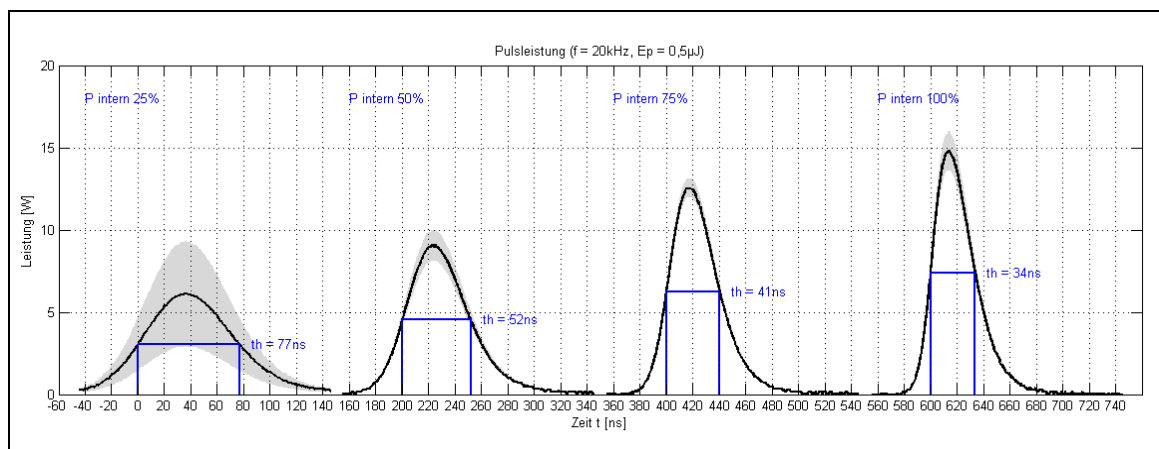


Abbildung 10: Pulsform bei 20 kHz und einer Pulsenergie von 0,5 μJ bei verschiedenen internen Leistungseinstellungen, des Weiteren ist die Schwankung der Laserleistung grau hinterlegt

Eine Veränderung der internen Leistung führt zu einer Vergrößerung der Pulsdauer und einer Verringerung der Laserleistung. Die Laserleistung kann aber durch die internen Einstellungen nicht beliebig klein gewählt werden. Da der Laser für eine Laserleistung von 23 W bei 90 kHz optimiert ist, kommt es bei geringen internen Leistungen zu einem instabilen Betrieb des Lasers, wie es in Abbildung 10 gezeigt wurde. Die Auswirkungen des instabilen Betriebs sind in Abbildung 11 dargestellt. Die Bearbeitung erfolgte dabei verschiedenen internen Einstellungen.

In dem linken Bild ist eine Bearbeitung bei einer internen Leistung von 10% dargestellt. Dabei sind deutliche Unterschiede innerhalb einer waagerechten Reihe, d.h. bei gleichen Lasereinstellungen, erkennbar. Bei einer internen Laserleistung von 25% sind die Instabilitäten deutlich geringer und bei 50% interner Leistung sind keine Unterschiede mehr erkennbar. Daher sollte eine Bearbeitung nicht unterhalb von 25% interne Leistung erfolgen.

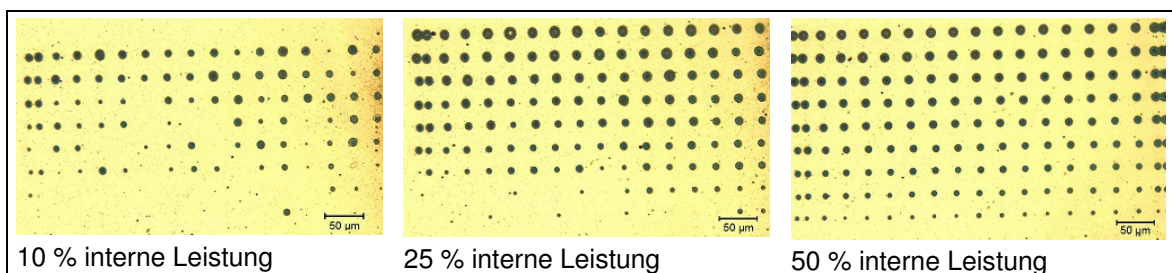


Abbildung 11: Einfluss der Laserschwankung bei verschiedenen internen Einstellungen auf das Bearbeitungsergebnis

3.6. Probenmaterial

Das Probenmaterial wurde durch Prof. Albrecht von der TU Chemnitz bereitgestellt. Bei dem Probenmaterial handelt es sich um spintronisches Schichtmaterial, das magnetron gesputtert hergestellt wurde. Der Schichtstapel bestand aus fünf Schichten mit einer Gesamtdicke von ca. 32 nm. Darunter befindet sich eine ca. 100 nm dicke Siliziumdioxidschicht und als Substratmaterial wird Silizium verwendet. Der Aufbau des Schichtstapels wird in Abbildung 12 dargestellt.

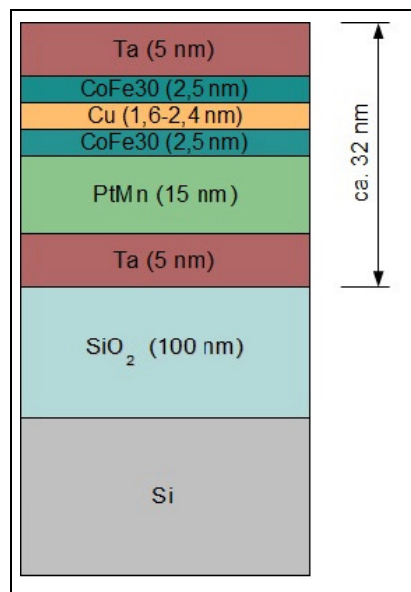


Abbildung 12: Aufbau des Probenmaterials

Es handelt sich um ein GMR-Schichtsystem mit einem kombinierten Exchange Bias System. Die aktiven Schichten des spintronischen Schichtstapels sind die CoFe30, die Kupfer und die PtMn Schicht. Die Tantalschichten dienen als Deckschicht bzw. als Haftvermittler.

4. Grundlagen

4.1. magnetische Eigenschaften

4.1.1. Der GMR-Effekt

Der Begriff Magnetowiderstand beschreibt die Änderung des elektrischen Widerstands bzw. der elektrischen Leitfähigkeit eines Festkörpers durch ein äußeres Magnetfeld.

Der GMR („Giant Magneto Resistance“) – Effekt ist ein quantenmechanischer Effekt, der in Dünnschichtstrukturen, die aus wechselnden ferromagnetischen und nicht magnetischen Metallschichten aufgebaut sind, auftritt. Der Widerstand des Schichtsystems ist von der relativen Magnetisierungsrichtung der ferromagnetischen Bereiche abhängig und kann durch ein äußeres Magnetfeld verändert werden. Dazu muss die Magnetisierung eines ferromagnetischen Bereiches fest bleiben (pinned layer) wohingegen die Magnetisierung des anderen Bereichs vom äußeren Magnetfeld abhängt (free layer). Der GMR – Effekt bewirkt eine signifikante Abnahme des Widerstandes der Struktur bei Anwesenheit eines äußeren Magnetfeldes. Ohne Magnetfeld sind benachbarte ferromagnetische Schichten antiparallel magnetisiert, wodurch magnetischen Streuprozessen erzeugt werden, die einen hohen elektrischen Widerstand bewirken. Wird jedoch ein Magnetfeld angelegt, so werden die benachbarten ferromagnetischen Schichten parallel magnetisiert, was zu einer starken Reduzierung der magnetischen Streuprozesse führt, dadurch wiederum wird der elektrische Widerstand geringer. [1,3,4]

4.1.2. Der Exchange Bias Effekt

Die Voraussetzung für das Auftreten des Exchange Bias Feldes ist, dass ein Schichtsystem eine Grenzfläche zwischen ferromagnetischen und antiferromagnetischen Bereichen aufweist. Im Fall des untersuchten Schichtstapels also der CoFe₃₀ und der PtMn Schichten. Der Exchange Bias Effekt beruht auf der Austauschkopplung der unterschiedlichen magnetischen Schichten. Die Anwesenheit des Exchange Bias lässt sich durch die Verschiebung der Hysteresekurve entlang der Magnetfeldachse beweisen, die Verschiebung wird auch Exchange Bias Feld H_{EB} bezeichnet, siehe Abbildung 13 b. Die Verschiebung kommt zustande, da durch die Kopplung des Ferromagneten mit dem Antiferromagneten eine Vorzugsrichtung der Magnetisierung des Ferromagneten auftritt.

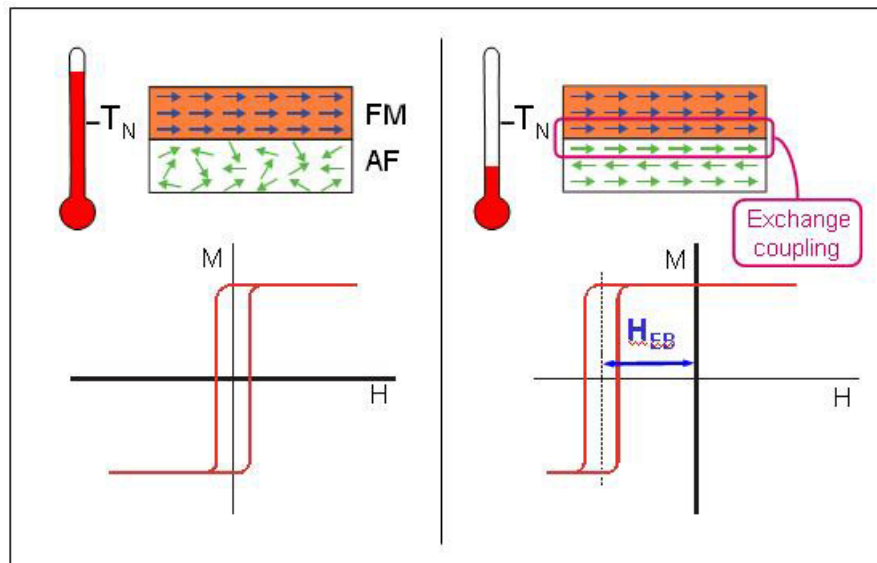


Abbildung 13: Hysteresekurven a) oberhalb und b) unterhalb der Néel-Temperatur [40]

Mit zunehmender Temperatur nimmt das Exchange Bias Feld ab. Bei Temperaturen oberhalb der Néel-Temperatur des Antiferromagneten verschwindet der Exchange Bias Effekt, siehe Abbildung 13 a. Bei der Néel-Temperatur geht das Material des Antiferromagneten in die paramagnetische Phase über. Dadurch tritt keine Kopplung mehr auf und die Verschiebung der Hysteresekurve verschwindet. [40,41,42]

4.2. Wechselwirkung von Laserstrahlung mit Materie

[27,28,29,30,31]

Um eine Materialbearbeitung mittels Laserstrahlung zu erreichen muss eine Umwandlung der elektromagnetischen Strahlung in Wärme erfolgen. In dem bestrahlten Bereich muss der Werkstoff auf die für den Bearbeitungsprozess erforderliche Temperatur, die Schmelz- bzw. Siedetemperatur, gebracht werden.

Die Wechselwirkung der Laserstrahlung mit Materie kann zur chemischen Modifikation, Akkumulation, Phasenumwandlung und / oder einen Materialabtrag führen. Bei den meisten Bearbeitungsverfahren treten unerwünschte Nebenerscheinungen auf, die durch eine Laser-Materialwechselwirkung entstehen können, zum Beispiel die Bildung einer Wärme- und Schockeinflusszone, Kondensation, Re- und Umkristallisierung, laserinduzierte Diffusion sowie Strukturveränderungen des Werkstoffs.

Einen Einfluss auf den Wechselwirkungsprozess haben die Wellenlänge der Laserstrahlung, das Absorptionsverhalten verschiedener Werkstoffe bei hohen Intensitäten, der Einfluss des zeitlichen Intensitätsverlaufes und der räumlichen Leistungsdichteverteilung. Außerdem spielen thermodynamische Prozesse beim Aufheizen, Schmelzen und Verdampfen des Werkstoffs eine Rolle, sowie die Wechselwirkung der Laserstrahlung mit der sich bildenden Plasmawolke.

Die Laserstrahlung breitet sich in Form von elektromagnetischen Wellen aus. Die Absorption der Laserstrahlung erfolgt durch freie Elektronen im Leitungsband des metallischen Werkstoffes. Die freien Elektronen werden durch das elektromagnetische Feld der Lichtwelle beschleunigt und

erfahren dabei eine nahezu konstante Energiezufuhr, dadurch nimmt die Amplitude der Feldstärke der einfallenden elektromagnetischen Wellen in Fortpflanzungsrichtung immer weiter ab. Treffen die stark beschleunigten Elektronen auf Atome kommt es zur Avalanche Ionisation. Haben die Elektronen genügend Energie absorbiert so können sie beim Zusammenstoß mit den Atomen Valenzbandelektronen herausschlagen, was zu einem exponentiellen Anstieg der Elektronendichte führt. Ab einer kritischen Energiedichte tritt eine Elektronen-Phononenkopplung auf. Durch Stöße zwischen den Elektronen und den Gitteratomen kommt es zur Energie- und Impulsübertragung. Die Energie- und Impulsübertragung benötigt ca. 1 ps, da die Stöße zwischen Teilchen unterschiedlicher Masse erfolgen. Erst nach der Relaxationszeit herrscht in der Wechselwirkungszone Temperaturgleichheit, d.h. dass der Energiegehalt der Elektronen und der Gitteratome kann mit ein und derselben Temperatur beschrieben werden. Bei einer Erwärmung des Festkörpers treten Gitterschwingungen auf, werden die Schwingungen zu stark, wird das Gitter in dem Bereich zerstört.

Der Abtragsprozess ist für Pulsdauern unterhalb von 1 ps ein Anderer als oberhalb der Relaxationszeit. Für eine Laserbearbeitung mit Pulsdauern im ns-Bereich ist die Pulsdauer groß im Gegensatz zur Relaxationszeit, demnach ist die Temperatur von Gitteratomen und Elektronen gleich und die klassische Wärmeleitungsgleichung kann angewendet werden. Die Wärmeleitung spielt bei der Bearbeitung eine Rolle. Die Pulsdauer bestimmt des Weiteren, wie die Speed-Elektronen, die ersten Elektronen, die die Photonen absorbieren und die Avalanche Ionisation auslösen, erzeugt werden. Für Pulsdauern oberhalb von 10 ps sind die Speed Elektronen thermischer Natur, wohingegen bei fs-Pulsen Multiphotonenabsorption überwiegt.

Die elektromagnetische Strahlung wird in den meisten Metallen in einem sehr kleinen Bereich absorbiert, ca. 10^{-5} - 10^{-6} cm, daher kann man beim Laser von einer Oberflächenwärmequelle sprechen.

Die Erwärmung des Gitters kann zu einer Phasenumwandlung führen. Die Umwandlung des Aggregatzustandes des Werkstoffes kann schrittweise erfolgen, über die Schmelze mit anschließender Verdampfung in der flüssigen Phase. Dadurch besteht die Möglichkeit, dass in einem Bereich bis zu drei unterschiedliche Phasen nebeneinander vorliegen, auch intermediärer Zustand genannt. Eine schematische Darstellung des Materialabtrags durch einen Laserpuls wird in der Abbildung 14 dargestellt.

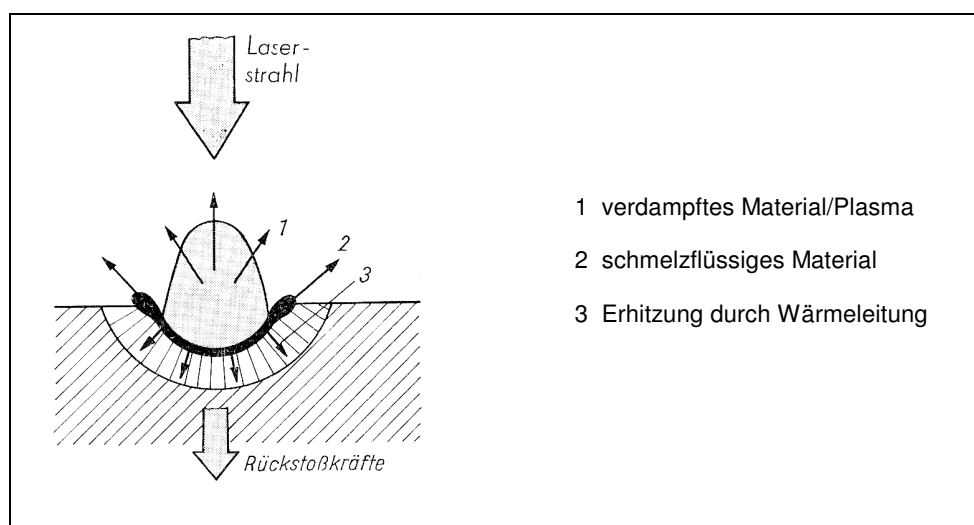


Abbildung 14: Mechanismus des Einzelpulsabtrags aus [39]

Bei geringen Intensitäten wird zuerst eine dünne Schicht infolge der Bestrahlung mit elektromagnetischer Strahlung aufgeschmolzen. Die Wirkung der Oberflächenspannung auf die Schmelzschicht stellt den Hauptabtragsprozess dar, dabei wird die schmelzflüssige Phase aus der Bearbeitungsspur herausgedrückt. Wird die spezifische Verdampfungswärme absorbiert, so kann der Werkstoff lokal verdampft werden. Die Verdampfung befindet sich ca. 0,05 bis 0,1 μm unterhalb der Materialoberfläche. Dadurch steht der Werkstoff unter einem enorm hohen Innendruck und ein Teil des durch Wärmeleitung aufgeschmolzenen Materials kann explosionsartig aus der Bearbeitungszone ausgeschleudert werden. Der Materialabtrag erfolgt in flüssiger und dampfförmiger Phase. Durch den Rückdampfdruck der verdampfenden Stoffe wird die dünne Schmelzschicht aus der Wärmewechselwirkungszone verdrängt, wodurch sich die Geometrie der Wärmewechselwirkungszone verändert. Außerdem kann die Impulsübertragung des verdampfenden Materials eine Schockeinflusszone bilden.

Bei noch höheren Intensitäten des Laserstrahls besteht die Möglichkeit der Erzeugung einer Metaldampfschicht oberhalb der Oberfläche des Werkstücks. Die in dem Metaldampf enthaltenen Elektronen können dem Laserstrahl Energie entziehen. Dadurch wird der Metaldampf aufgeheizt, was wiederum zur verstärkten Elektronenerzeugung führt wodurch der Ionisierungsgrad steigt, ein Metaldampfplasma bildet sich aus. Das Plasma kann den weiteren Laserstrahl beeinflussen bis hin zur kompletten Abschirmung des Laserstrahls vor dem Werkstoff, wodurch die weitere Bearbeitung beeinflusst wird. Des Weiteren kann das Plasma aber auch einen Impuls auf das Werkstück bei der Ausdehnung hinterlassen, was wiederum zur Ausbildung einer Schockeinflusszone führt.

Die Effizienz der Lasermaterialbearbeitung ist im Wesentlichen vom prozentualen Anteil der Laserstrahlung, die absorbiert wird, abhängig. Trifft ein Laserstrahl der Intensität I auf eine Oberfläche, so wird der Großteil der Strahlung ($R \cdot I$) an der Oberfläche reflektiert und nur ein Teil der Laserstrahlung $(1 - R) \cdot I$ dringt in den Werkstoff ein. Durch die Absorption nimmt die Intensität der Laserstrahlung mit zunehmender Tiefe Δd nach dem Lambert-Beerschen- Gesetz ab.

$$I(d) = I(0) \cdot e^{-\alpha \cdot \Delta d} \quad (4)$$

Daraus ergibt sich die optische Eindringtiefe

$$\delta = \frac{1}{\alpha} \quad (5)$$

Durch die Temperaturdifferenz der bestrahlten Fläche mit dem umgebenen Werkstoff tritt eine Wärmeleitung auf, dadurch können unerwünschte Veränderungen des Werkstoffs auftreten und es kommt zur Ausbildung der Wärmeeinflusszone. Die Breite der Wärmeeinflusszone entspricht der thermischen Diffusionslänge und stellt die Entfernung vom Temperaturmaxima im Material bis zum Punkt des Abklingens auf das $1/e^2$ - fache dar.

Der Abtragsmechanismus bei dünnen Schichten und Schichtstapeln weicht von denen kompakter Werkstoffe ab. Der Abtragsmechanismus gestaltet sich bei dünnen Schichten komplexer und ist noch nicht vollständig erforscht. Bei dünnen Schichten mit Dicken im nm-Bereich muss auch die transmittierte Laserstrahlung bei der Betrachtung berücksichtigt werden, da die Eindringtiefe der Strahlung größer ist als die Schichtdicke. Die Laserstrahlung wird jetzt nicht mehr in einer dünnen Oberflächenschicht des Werkstoffes absorbiert, sondern über die gesamte Schichtdicke, damit kommt es zur Ausbildung einer Volumenwärmequelle und

nicht mehr zu einer Oberflächenwärmequelle. Des Weiteren sind die Materialkennwerte, wie z.B. das Absorptionsverhalten, von der Schichtdicke selber abhängig. Ein Schichtsystem ist sehr komplex, da mehrere Übergänge unterschiedlicher Materialien vorhanden sind, dessen Materialkennwerte sich um Größenordnungen unterscheiden können. Des Weiteren kann es aufgrund der unterschiedlichen Brechungsindizes an jedem Übergang zu Reflexion und Brechung der Laserstrahlung kommen, wodurch sich auch der Einfallswinkel in tieferen Schichten und damit das komplette Absorptionsverhalten ändert. Bei Mehrstoffsystemen mit unterschiedlicher Schmelz- und Verdampfungsenthalpie kann es zu einer veränderten Stöchiometrie der Einzelkomponenten nach dem Wiedererstarren kommen.

4.3. Bestimmung der Abtragsschwelle

4.3.1. theoretische Betrachtung der Abtragsschwelle [27]

Für die Materialbearbeitung muss eine bestimmte Schwellenergiedichte im Werkstoff überschritten werden, damit ein Materialabtrag erfolgt. Die Schwellfluenzen sind vom Werkstoff abhängig. Damit ergeben sich vom Material und Bearbeitungsprozess abhängige Abtragsschwellen und Abtragsraten pro Laserpuls. Die Abtragsschwelle F_{th} ist die Fluenz, ab der eine Ablation einsetzt und ist für einen Werkstoff bei konstanter Wellenlänge und Pulsdauer ein spezifischer Wert.

Die Schwellfluenz kann theoretisch näherungsweise mit der Gleichung (6) berechnet werden. Dabei ist ΔH_s die Summe aus spezifischer Schmelz- und Verdampfungswärme des Werkstoffes, ρ die Dichte und M die Molare Masse des Werkstoffes. Des Weiteren ist die Abtragsschwelle noch vom absorbierten Anteil der Laserstrahlung $(1-R)$ sowie dem Absorptionsgrad α abhängig.

$$F_{th} \cong \frac{\Delta H_s \cdot \rho}{(1-R) \cdot \alpha \cdot M} \quad (6)$$

Der Reflektionsgrad R und der Absorptionskoeffizient α sind komplex von vielen Faktoren abhängig. Zum Einen von der verwendeten Strahlquelle mit der Wellenlänge, der Polarisierung und dem Einfallswinkel der Strahlung. Zum Anderen spielen Materialkennwerte und die Eigenschaften des verwendeten Werkstoffes eine Rolle. Die Beschaffenheit der Oberfläche, die Struktur des Werkstoffes mit dem Kristallaufbau und der Orientierung der Oberflächen ($\langle 111 \rangle$ oder $\langle 100 \rangle$ Richtung der Oberfläche) und bei Halbleitern auch die Dotierung beeinflussen das Absorptionsverhalten. Des Weiteren ist vor allem der Absorptionskoeffizient stark von der Temperatur abhängig.

Die Abtragsschwelle ist sowohl von der Laserwellenlänge abhängig, was durch die wellenlängenabhängigen Werte von R und α berücksichtigt wird, sowie von der Pulsdauer der Laserstrahlung. Die Veränderung der Abtragsschwelle mit der Pulsdauer kann wie folgt dargestellt werden.

$$F_{th} \sim \sqrt{\tau_p} \quad (7)$$

Untersuchungen in [28] zu der Abhängigkeit der Abtragsschwelle von der Pulsdauer haben gezeigt, dass bei Pulsdauern kleiner 300 ns eine Abnahme der Schwellfluenz proportional zur

Pulsdauer erfolgt. Bei Pulsdauern oberhalb von 300 ns konnte aber keine Veränderung der Abtragsschwelle mit der Pulsdauer mehr festgestellt werden, was auf ein stationäres Gleichgewicht zwischen Materialabtrag und Wärmeleitung ins Substrat erklärbar ist.

Die Abtragsschwelle verändert sich bei den meisten Werkstoffen auch noch mit der Anzahl N der zum Abtrag genutzten Laserpulse. Die Abhängigkeit der Mehrpulsabtragsschwelle $F_{th}(N)$ von der Einzelpulsabtragsschwelle $F_{th}(1)$ stellt sich wie folgt dar:

$$F_{th}(N) = F_{th}(1) \cdot N^{B-1} \quad (8)$$

Der Unterschied in der Abtragsschwelle bei Einzelpuls- und Mehrpulsabtrag kann damit erklärt werden, dass durch den ersten Laserpuls eine Beeinflussung der Materialoberfläche erfolgen kann. Damit ändern sich die optischen Eigenschaften des Werkstoffs und die nachfolgenden Puls werden anders absorbiert.

4.3.2. Bestimmung der Abtragsschwelle aus den Messergebnissen

[27]

Wird der Werkstoff mit einer Laserstrahlung bestrahlt, treten die zuvor beschriebenen Wechselwirkungen zwischen Laserstrahl und Materie auf. Ist die eingetragene Energiemenge ausreichend, so kommt es zu einem Materialabtrag. Liegt die Laserfluenz nahe der Schwellfluenz, so entsteht ein Abtragsergebnis wie in Abbildung 15 schematisch dargestellt ist. Die blaue Kurve in dem Bild stellt die gaußverteilte Laserfluenz in radialer Richtung dar. Wie aus dem Bild zu erkennen ist, tritt oberhalb der Schwellfluenz F_{th} ein Materialabtrag auf, was bei einem gaußverteilten Strahlprofil zu einem kreisförmigen Krater im Werkstoff führt. Unterhalb der Schwellfluenz wird der Werkstoff lediglich modifiziert, nicht aber abgetragen.

An der Stelle, wo die Fluenz auf das $1/e^2$ - Fache abgefallen ist, wird der gaußsche Strahlradius w_{86} definiert. Wie aus der Abbildung zu erkennen ist, ist bei einer Bearbeitung nahe der Schwellfluenz ein Durchmesser D_{eff} der Bearbeitung kleiner als der Strahldurchmesser möglich.

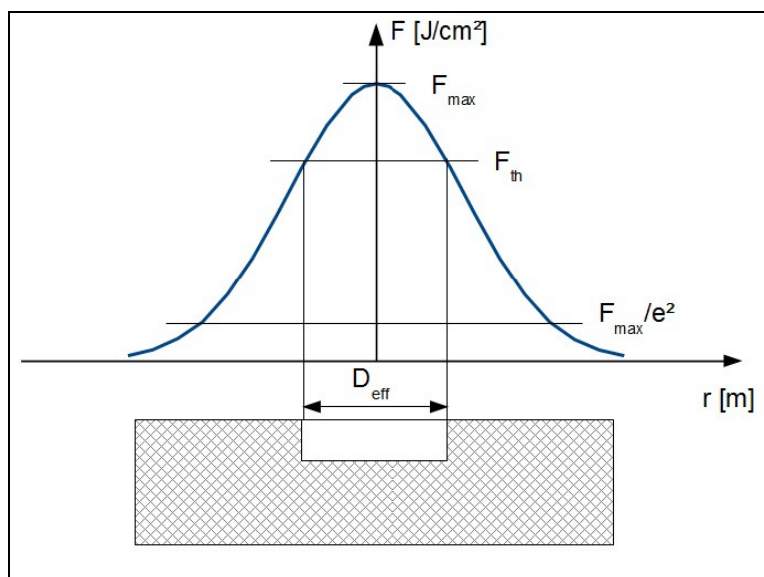


Abbildung 15: schematische Darstellung des Materialabtrags nahe der Schwellfluenz

Zur Berechnung der Abtragsschwelle aus den resultierenden Bearbeitungsergebnissen ist die Kenntnis der Strahleigenschaften des Laserstrahls notwendig.

Das Intensitätsprofil der Strahlung lässt sich mit Gleichung (9) beschreiben.

$$I(r) = I_{\max} \cdot e^{-2 \cdot \left(\frac{r^2}{w_{86}^2} \right)} \quad (9)$$

Die maximale Intensität der Laserstrahlung wird im Fokus erreicht und berechnet sich für einen gaußverteilten Strahl mit dem Fokusradius w_{86} :

$$I_{\max} = \frac{2 \cdot P_{\max}}{1,064 \cdot \pi \cdot w_{86}^2} \quad (10)$$

Die Pulsspitzenleistung P_{\max} kann durch Messung der Laserleistung nicht direkt bestimmt werden, es wird die mittlere Laserleistung P_{av} gemessen. Aus der mittleren Laserleistung kann dann die Pulsspitzenleistung ermittelt werden.

$$P_{\text{av}} = E \cdot f_p \quad (11)$$

$$P_{\max} = \frac{E}{\tau_p} = \frac{P_{\text{av}}}{f_p \cdot \tau_p} \quad (12)$$

Damit ergibt sich für die Pulsspitzenintensität:

$$I_{\max} = \frac{2 \cdot P_{\text{av}}}{1,064 \cdot f_p \cdot \tau_p \cdot \pi \cdot w_{86}^2} \quad (13)$$

Das Strahlprofil des Lasers kann analog dazu auch durch die Laserfluenz, wie es in Abbildung 15 dargestellt ist, beschrieben werden.

$$F(r) = F_{\max} \cdot e^{-2 \cdot \left(\frac{r^2}{w_{86}^2} \right)} \quad (14)$$

die maximale Fluenz berechnet sich wie folgt:

$$F_{\max} = \frac{2 \cdot E}{1,064 \cdot \pi \cdot w_{86}^2} \quad (15)$$

Werden statt der Radien die Durchmesser in die Gleichung (14) eingesetzt so ergibt sich für das Fluenzprofil $F(D)$

$$F(D) = F_{\max} \cdot e^{-\left(\frac{D^2}{2 \cdot w_{86}^2} \right)} \quad (16)$$

Wird für den Durchmesser D der Abtragsdurchmesser D_{eff} eingesetzt so ist $F(D)$ gleich der Abtragsschwelle, siehe Abbildung 15.

$$F_{\text{th}} = F_{\text{max}} \cdot e^{-\left(\frac{D_{\text{eff}}^2}{2 \cdot w_{86}^2}\right)} \quad (17)$$

Damit kann aus dem Durchmesser des Einzelpulsabtrages die Schwellfluenz direkt berechnet werden.

Die Abtragsschwelle kann aber auch durch die halblogarithmische Darstellung der maximalen Fluenz über die Quadrate der Bearbeitungsdurchmesser ermittelt werden. Das wird deutlich, wenn die Gleichung (17) nach D_{eff}^2 umgestellt wird.

$$D_{\text{eff}}^2 = \left(-2 \cdot w_{86}^2\right) \cdot \ln\left(\frac{F_{\text{max}}}{F_{\text{th}}}\right) \quad (18)$$

Bei der halblogarithmischen Darstellung der Durchmesserquadrate des Abtrags über die maximale Fluenz F_{ax} ergibt sich im Schnittpunkt der resultierenden Kurve mit der Abszissenachse die Schwellfluenz. Denn wenn der Durchmesser D_{eff} gegen Null geht, so ergibt sich für F_{max} die Schwellfluenz F_{th} . Die Ermittlung der Abtragsschwelle nach der Methode wird z.B. in [27,32,33,47] beschreiben.

Durch Einsetzen von Gleichung (15) in Gleichung (17) ergibt sich die Schwellfluenz für die direkt messbaren Größen

$$F_{\text{th}} = \frac{2 \cdot E}{1,064 \cdot \pi \cdot w_{86}^2} \cdot e^{-\left(\frac{D_{\text{eff}}^2}{2 \cdot w_{86}^2}\right)} \quad (19)$$

bzw. mit Gleichung (12):

$$F_{\text{th}} = \frac{2 \cdot P_{\text{av}}}{1,064 \cdot f_p \cdot \pi \cdot w_{86}^2} \cdot e^{-\left(\frac{D_{\text{eff}}^2}{2 \cdot w_{86}^2}\right)} \quad (20)$$

Die Schwellfluenz ist mit der Schwellintensität über die Pulsdauer der verwendeten Laserstrahlung gekoppelt.

$$I_{\text{th}} = \frac{F_{\text{th}}}{\tau_p} \quad (21)$$

Und damit berechnet sich die Schwellintensität wie folgt:

$$I_{\text{th}} = \frac{2 \cdot P_{\text{av}}}{1,064 \cdot f_p \cdot \tau_p \cdot \pi \cdot w_{86}^2} \cdot e^{-\left(\frac{D_{\text{eff}}^2}{2 \cdot w_{86}^2}\right)} \quad (22)$$

4.3.3. Ermittlung des Strahlradius aus den Messergebnissen

Aus der halblogarithmischen Darstellung des Durchmesserquadrates D_{eff}^2 des Abtrags über die maximale Fluenz F_{max} kann außerdem der Strahlradius w_{86} ermittelt werden.

Die Gleichung (17) lässt sich auch wie folgt darstellen:

$$D_{\text{eff}}^2 = (-2 \cdot w_{86}^2) \cdot \ln(F_{\text{th}}) - (-2 \cdot w_{86}^2) \cdot \ln(F_{\text{max}}) \quad (23)$$

durch Umformen folgt daraus:

$$D_{\text{eff}}^2 = 2 \cdot w_{86}^2 \cdot \ln(F_{\text{max}}) - 2 \cdot w_{86}^2 \cdot \ln(F_{\text{th}}) \quad (24)$$

Damit ähnelt die Gleichung (24) der allgemeinen Geradengleichung

$$y = m \cdot x + n \quad (25)$$

wobei der Anstieg der Kurve m

$$m = 2 \cdot w_{86}^2 \quad (26)$$

entspricht. Damit kann aus dem Anstieg der Strahlradius w_{86} ermittelt werden.

$$w_{86} = \sqrt{\frac{m}{2}} \quad (27)$$

4.3.4. Abschätzung der Abtragsschwelle aus der Fokussuche

Des Weiteren kann die Abtragsschwelle auch aus der Fokussuche abgeschätzt werden. Bei der Fokussuche wird der Laser um die erwartete Fokuslage herum schrittweise defokussiert. Die gezielt Defokussierung kann ausgenutzt werden, um die Abtragsschwelle zu ermitteln. Die Ausbreitung des Laserstrahls erfolgt entlang der z-Achse, wobei sich die Strahltaile bei $z=0$ befindet. Eine Defokussierung bewirkt eine Vergrößerung des Strahlquerschnitts und damit eine Reduzierung der Intensität. Wird die Intensität durch die Defokussierung so weit reduziert, dass die Abtragsschwelle unterschritten wird, so kann kein Abtrag mehr erzielt werden. Aus dem Abstand zwischen Fokus und der Defokussierung, bei der erstmals kein Abtrag mehr ersichtlich ist, kann die Abtragsschwelle ermittelt werden.

Die Fluenz eines gepulsten Lasers in der Fokusebene wird in Gleichung (14) dargestellt. Durch eine Defokussierung des Laserstrahls ändert sich der Strahlradius in der Bearbeitungsebene. Die Vergrößerung des Strahlradius kann wie folgt berechnet werden:

$$w(z) = w_{86} \cdot \sqrt{1 + \left(\frac{\lambda \cdot z \cdot M^2}{\pi \cdot w_{86}^2} \right)^2} \quad (28)$$

Durch die Vergrößerung des Strahlquerschnitts verringert sich die Pulsspitzenfluenz, was dadurch berechnet werden kann, dass in die Gleichung (17) der Fokusradius w_{86} durch den entsprechenden Strahlquerschnitt $w(z)$ ersetzt wird.

$$F_{\max} = \frac{2 \cdot P_{\text{av}}}{1,064 \cdot f_p \cdot \pi \cdot w_{86}^2 \cdot \left(1 + \left(\frac{\lambda \cdot z \cdot M^2}{\pi \cdot w_{86}^2} \right)^2 \right)} \quad (29)$$

Wird für den Wert von z genau die Position eingesetzt, an der es erstmalig dazu kommt, dass kein Abtrag mehr erzielt wird, so kann die Abtragsschwelle F_{th} berechnet werden. Die Bestimmung der Abtragsschwelle nach der Methode gilt nur für Laserstrahlen, die auch bei der Defokussierung ihre Intensitätsverteilung beibehalten, was bei dem verwendeten Laser nur annähernd gegeben ist. Daher kann das Verfahren nur für eine erste Abschätzung der Abtragsschwelle genutzt werden. Die Genauigkeit der Abschätzung ist vor allem von der Schrittgröße der Defokussierung abhängig. Je geringer der Abstand zwischen den einzelnen z -Positionen ist, desto genauer wird die Abschätzung.

4.3.5. Abschätzung der Leistungsschwankung aus den Schwankungen der Durchmesser

Bei konstanten Bedingungen sollten die Durchmesser der Bearbeitung immer den gleichen Wert aufweisen, was im Realfall aber nicht gegeben ist, es kann immer zu Veränderungen der Bearbeitungsbedingungen oder Inhomogenitäten der Probenoberfläche kommen. Eine besondere Einflussgröße stellt dabei die Puls zu Puls Stabilität des Lasers dar, wie bereits in Kapitel 3.5 beschrieben. Auch die Schwankungen der Laserleistung können durch Gleichung (19) beschrieben werden. Wird die Gleichung (19) nach E umgestellt so ergibt sich:

$$E = \frac{F_{\text{th}} \cdot 1,064 \cdot \pi \cdot w_{86}^2}{2} \cdot e^{-\left(\frac{D_{\text{eff}}^2}{2 \cdot w_{86}^2} \right)} \quad (30)$$

Für verschiedene Pulsenergien E_1 und E_2 ergeben sich bei gleicher Abtragsschwelle F_{th} und gleichem Strahlradius w_{86} verschiedene Abtragsdurchmesser $D_{\text{eff}1}$ und $D_{\text{eff}2}$

$$E_{1/2} = \frac{F_{\text{th}} \cdot 1,064 \cdot \pi \cdot w_{86}^2}{2} \cdot e^{-\left(\frac{D_{\text{eff}1/2}^2}{2 \cdot w_{86}^2} \right)} \quad (31)$$

Für die prozentuale Abweichung der zwei Energien E_1 und E_2 folgt daraus:

$$\frac{E_1}{E_2} = e^{\left(\frac{D_{\text{eff}2}^2 - D_{\text{eff}1}^2}{2 \cdot w_{86}^2} \right)} \quad (32)$$

Damit kann die prozentuale Schwankung der Pulsenergie um einen Mittelwert aus den Durchmessern der Materialabträge abgeschätzt werden. Es handelt sich auch hierbei nur um eine Abschätzung, da schon das Vermessen der Durchmesser geringe Abweichung bewirkt.

5. Ergebnisse

5.1. Bestimmung der theoretischen Abtragsschwelle

Ein Schichtsystem kann nur selektiv bearbeitet werden, wenn die abzutragende Schicht eine geringere Abtragsschwelle aufweist als das Substrat. Um die Möglichkeit einer selektiven Bearbeitung zu untersuchen, werden die theoretischen Abtragsschwellen für das Schichtsystem berechnet. Mit Hilfe der Gleichung (6) und den Werten aus Tabelle 12 kann die theoretische Abtragsschwelle von kompakten Werkstoffen berechnet werden.

Die Abtragsschwelle für Silizium kann damit mit $1,01 \text{ J/cm}^2$ berechnet werden. Zum Vergleich wurde die Abtragsschwelle von Silizium wie in Kapitel 4.3.2 beschrieben bestimmt. In der Abbildung 16 sind die Bearbeitungsergebnisse, alle bei einer Energie, dargestellt. Bei dem Abtrag ist ein deutlicher Schmelzwall am Rand und eine Erhebung im Inneren erkennbar, außerdem ist eine Schwankung der Abtragsdurchmesser feststellbar.

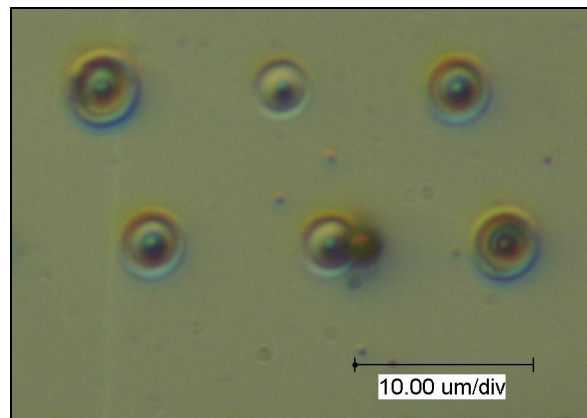


Abbildung 16: Einzelpulsabtrag von Silizium

In Abbildung 17 sind die Quadrate der Abtragsdurchmesser über die maximale Laserfluenz aufgetragen. Aus dem Schnittpunkt der Regressionskurve mit der Abszissenachse ergibt sich die Abtragsschwelle für Silizium mit $0,95 \text{ J/cm}^2$.

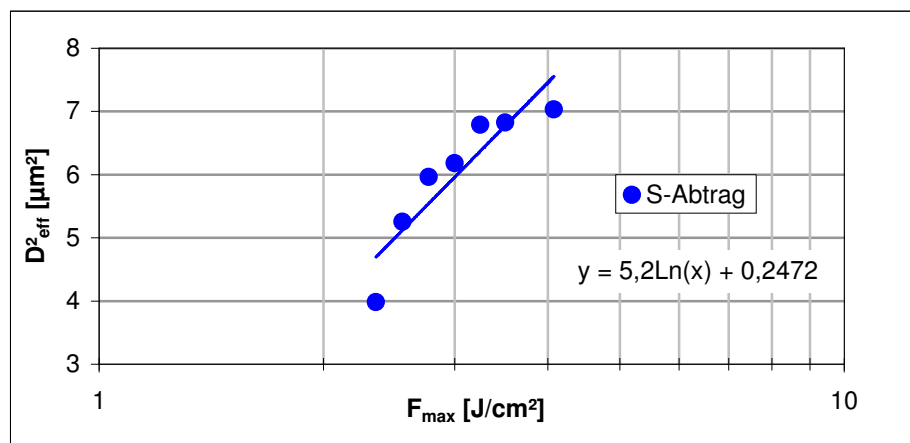


Abbildung 17: Quadratische Abtragsdurchmesser über die Pulsspitzenfluenz des Siliziumabtrags

Die theoretisch bestimmte Abtragsschwelle stimmt mit der experimentell ermittelten Abtragsschwelle näherungsweise überein. Die geringe Abweichung kann durch Oberflächenveränderungen des Siliziums, z.B. Oxidationen, verursacht sein, aber auch die Schwankung der Laserleistung kommt als Ursache infrage. Die Abtragsschwelle von Silizium wird in der Literatur [20, 34] mit ca. 1 J/cm^2 bei einer Wellenlänge von 248 nm bis zu $1,3 \text{ J/cm}^2$ bei einer Wellenlänge von 400 nm angegeben. Damit liegen sowohl die berechneten als auch die experimentell bestimmten Abtragsschwellen in der gleichen Größenordnung wie die Angaben in der Literatur.

Um die Abtragsschwelle des Schichtstapels abzuschätzen, kann die Abtragsschwelle von Tantal, der obersten Schicht des spintronischen Schichtsystems, bestimmt werden. Die Abtragsschwelle von Tantal konnte mit $0,55 \text{ J/cm}^2$ berechnet werden. Der berechnete Wert ist aber nur eine Abschätzung der Abtragsschwelle des Schichtstapels, da die unterschiedlichen Materialeigenschaften der Schichten hierbei nicht berücksichtigt werden. Die optische Eindringtiefe der Laserstrahlung in Tantal beträgt rund 17 nm und ist damit größer als die Schichtdicke von Tantal mit 5 nm. Dadurch spielt auch das Absorptionsvermögen der darunter liegenden Schichten eine Rolle bei dem Abtrag. In der Literatur [35] wird die Abtragsschwelle für Tantal bei einer Wellenlänge von 308 nm und einer Pulsdauer von 20 ns mit $0,6 \text{ J/cm}^2$ angegeben und stimmt damit mit der Berechneten näherungsweise überein.

Die Abtragsschwelle für Siliziumdioxid wird in der Literatur [36,37] mit ca. 1 J/cm^2 für einem Flourlaser mit einer Wellenlänge von 157 nm und bis zu $3,19 \text{ J/cm}^2$ bei 400 nm angegeben. Die erhöhte Abtragsschwelle wird dadurch bedingt, dass Siliziumdioxid nahezu transparent im UV-Spektralbereich ist. Dadurch ist aber eine gezielte Strukturierung des Schichtstapels eingeschränkt, da das Substrat Silizium eher von dem Laser angegriffen wird, als es zum Abtrag des Siliziumdioxids kommt. Dadurch kann es zu einer Modifikation des Substratmaterials oder zu einem Abplatzen des Siliziumdioxids kommen. Durch die theoretische Berechnung der Abtragsschwelle konnte gezeigt werden, dass ein selektiver Abtrag der Schichten jedoch möglich ist. Der Bereich in dem ein vollständiger Abtrag der Schichten erreicht wird, ohne das Silizium zu beschädigen, ist aber gering.

5.2. Abschätzung der Abtragsschwelle aus der Fokussuche

Um eine erste Abschätzung der Abtragsschwelle zu erhalten wurde sie wie bereits in Kapitel 4.3.4 aus der Fokussuche berechnet. Bei der Fokussuche wird die z-Achse schrittweise verfahren und damit eine gezielte Defokussierung erreicht, bis kein Abtrag mehr erzielt wird. Die Vorgehensweise wird in Abbildung 18 dargestellt. Es wird der Abstand Δz , zwischen dem Fokus und dem Ort, bei dem erstmals kein Abtrag mehr stattfindet, bestimmt. Damit kann die Abtragsschwelle mit der Gleichung (29) berechnet werden.

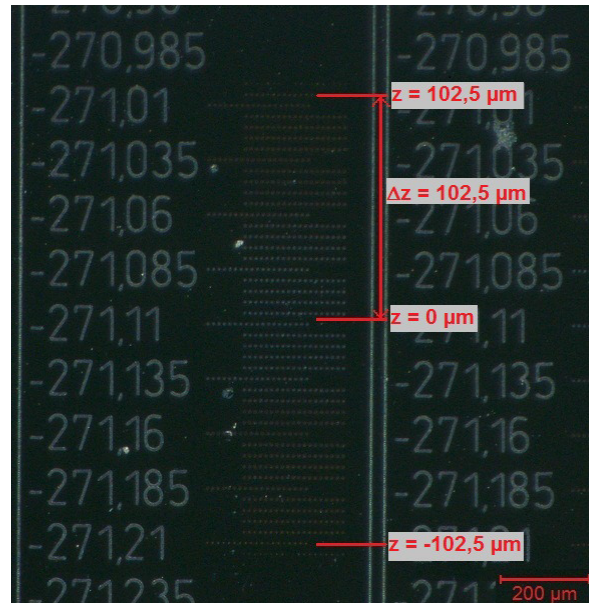


Abbildung 18: Darstellung der Fokussuche und des Abstands zwischen Fokus und der Stelle bei der erstmals kein Abtrag mehr erreicht wird

In der Tabelle 6, siehe Anhang, sind die bestimmten Abtragsschwellen bei verschiedenen Fokusradien und Pulsdauern dargestellt. Die Abtragsschwellen liegen in den meisten Fällen zwischen 0,5 bis 0,85 J/cm². Damit stimmt die theoretisch bestimmte Abtragsschwelle von Tantal mit 0,6 J/cm², siehe Kapitel 5.1, mit der Abtragsschwelle des Schichtstapels näherungsweise überein. Aus der Tabelle 6 wird größtenteils eine Zunahme der Abtragsschwelle mit zunehmender Pulsdauer ersichtlich, das wird auch in der Literatur, siehe Kapitel 4.3.1 angegeben. Teilweise ist aber auch keine klare Abhängigkeit der Abtragsschwelle von der Pulsdauer erkennbar, z.B. bei einem Fokusradius von 2,99 µm. Die Genauigkeit der bestimmten Abtragsschwellen ist wesentlich von dem Defokussierungsschritt bei der Fokussuche abhängig, der im wesentlichen von der Rayleighlänge der Laserstrahlung abhängt.

5.3. Einzelpulsabtrag

Zuerst wurden Einzelpulsabträge mit hohem Pulsabstand realisiert, so dass sich die einzelnen Pulse gegenseitig nicht beeinflussten. Die Untersuchungen wurden bei verschiedenen Fokusradien, Pulsdauern und Pulsenergien durchgeführt. Für jede Parameterkombination wurden 10 Messwerte statistisch über Mittelwertbildung erfasst und die Standardabweichung bestimmt.

Die Abtragsschwelle des spintronischen Schichtmaterials wurde über den Verlauf der Durchmesserquadrate des Abtrags in Abhängigkeit der maximale Laserfluenz bestimmt, wie bereits in Kapitel 4.3.2 beschrieben. Des Weiteren kann aus dem Anstieg der resultierenden Kurve der Fokusradius ermittelt werden. In der Abbildung 19 wird der Verlauf der Durchmesserquadrate über die maximale Laserfluenz bei einem Fokusradius von 8,71 µm bei verschiedenen Pulsdauern dargestellt. Neben der Legende sind die Gleichungen der entsprechenden Regressionskurve aufgeschrieben. In der Abbildung 19 ist deutlich der lineare Verlauf der Messwerte bei einer halblogarithmischen Darstellung feststellbar. Des Weiteren ist erkennbar, dass der Anstieg bei den verschiedenen Pulsdauern nahezu konstant ist. Damit lässt sich

zeigen, dass der Fokusradius bei Variation der Pulsdauer nicht mit verändert wird. Der Fokusradius kann aus dem Abstieg mit durchschnittlich $8,25 \mu\text{m}$ bestimmt werden. Damit liegt der so ermittelte Fokusradius in der Größenordnung des Gemessenen. Bei Variation der Pulsdauer ändert sich aber der Schnittpunkt der Kurven mit der Abszissenachse und damit auch die Abtragsschwelle. Mit zunehmender Pulsdauer kann ein Anstieg der Abtragsschwelle beobachtet werden. Die Abtragsschwelle kann aus dem Diagramm mit 0,44, 0,5 bzw. $0,62 \text{ J/cm}^2$ bei einer Pulsdauer von 31,6, 37,6 bzw. 52 ns ermittelt werden. Außerdem ist in Abbildung 19 eine Abnahme der Strukturgröße bei gleicher Fluenz und geringerer Pulsdauer erkennbar, was auf die höhere Abtragsschwelle zurückzuführen ist.

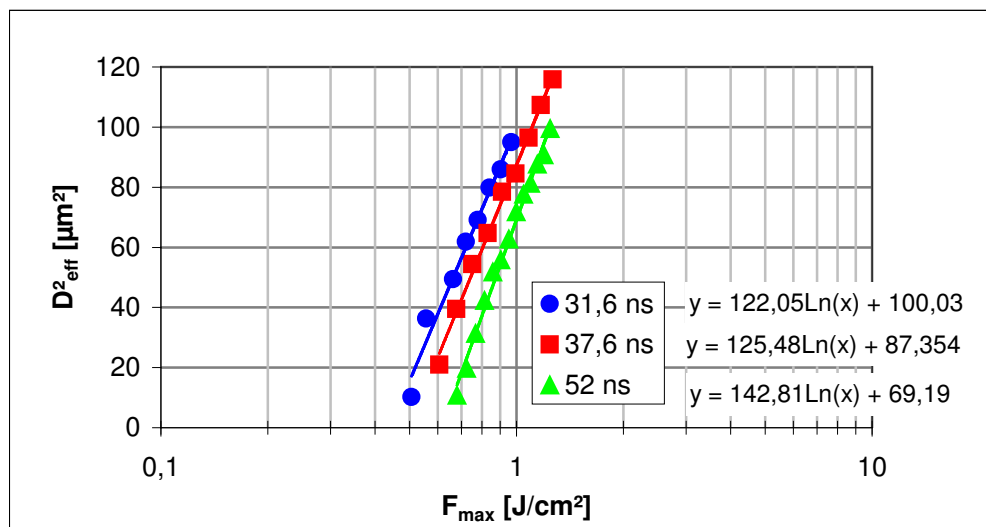


Abbildung 19: Quadratische Abtragsdurchmesser über die Pulsspitzenfluenz bei verschiedenen Pulsdauern

In Tabelle 7, siehe Anhang, wird die Abtragsschwelle und die berechneten Fokusradien bei den verschiedenen Fokusradien und Pulsdauern zusammengestellt. Aus den Abtragsschwellen wird ersichtlich, dass mit zunehmender Pulsdauer die Abtragsschwelle ansteigt, was mit den Erwartungen, siehe Kapitel 4.3.1, übereinstimmt. Bei einem Fokusradius von $2,66 \mu\text{m}$ hingegen ist ein gegenläufiges Verhalten erkennbar. Dort weist die geringste Pulsdauer die höchste Abtragsschwelle auf. Des Weiteren weicht dabei die Abtragsschwelle bei einer Pulsdauer von 77,6 ns deutlich von allen anderen ab. Außerdem ist bei dem Fokusradius von $2,66 \mu\text{m}$ der ermittelte Fokusradius deutlich kleiner als der Gemessene. Die Abweichungen der Fokusradien kann dadurch begründet werden, dass bei der Strahlvermessung die Auflösungsgrenze des Messgerätes erreicht wurde und der Fokusradius damit falsch ermittelt wurde, siehe 3.4. Damit liegt der Mittelwert des so berechneten Fokusradius mit $1,96 \mu\text{m}$ sehr nahe am theoretischen Fokusradius von $1,95 \mu\text{m}$. Bei dem Fokusradius von $2,66 \mu\text{m}$ kam es außerdem durch die Strahlpositionsschwankung des Lasers dazu, dass bei der geringen Rayleighlänge der Strahlung eine Schwankung der Fokusebene festgestellt werden konnte. Beide Faktoren können für die Abweichungen der Abtragsschwellen verantwortlich sein. Alle weiteren berechneten Fokusradien stimmen mit den gemessenen Fokusradien gut überein, siehe Kapitel 3.4. Damit kann ein unbekannter Fokusradius auch aus der Regressionskurve näherungsweise berechnet werden, da der so ermittelte Fokusradius gut mit dem Gemessenen übereinstimmt.

Die in Tabelle 7, siehe Anhang, dargestellten Abtragsschwellen sind in der Regel größer als die, die durch die Fokussuche, Tabelle 6, ermittelt wurde. Durch die starke Mittelung bei der Abschätzung der Abtragsschwelle aus der Fokussuche kann die Abweichung verursacht werden

sein. Bei der Fokussuche wurde der Defokussierungsschritt für einen Abbruch genommen, bei dem eine Vielzahl von Einzelpulsabträgen nicht für einen Abtrag ausgereicht haben. Fehlten jedoch nur Einzelne, so wurde davon ausgegangen, dass die Abtragschwelle noch nicht unterschritten wurde. Bei dem Einzelpulsabtrag erfolgte jedoch eine Mittlung für jede Fluenz einzeln. Die Verläufe bei Variation der Pulsdauer hingegen sind nahezu gleich, das heißt eine Abschätzung der Abtragschwelle aus der Fokussuche ist möglich.

In der Abbildung 20 werden die Standardabweichungen der Messergebnisse in das Diagramm der Abtragsdurchmesserquadrate zu den maximalen Laserfluenzen eingezeichnet. Daraus ist zu erkennen, dass mit abnehmender Laserfluenz nicht nur die Durchmesser der Abträge kleiner werden, sondern auch die Standardabweichungen ansteigen. Der Anstieg der Standardabweichungen ist durch eine zunehmende Schwankung der gemessenen Durchmesser erklärbar. Die Ursache dafür ist, dass die Abträge in der Nähe der Abtragschwelle immer statistischer werden, was zu Schwankungen der erzeugten Durchmesser führt, was z.B. in [29] beschrieben wird. Durch eine Bearbeitung nur knapp oberhalb der Abtragschwelle des Materials kommt es zu einem unregelmäßigen Durchmesser der Löcher, was zur Erhöhung der Standardabweichung führt. Die Schicht wird durch die Laserstrahlung aufgeschmolzen und der Abtrag wird durch die Oberflächenspannung erreicht. Dadurch wird das schmelzflüssige Material aus dem Bereich der hohen Temperaturen herausgedrückt, wobei die Wirkung der Oberflächenspannung stark von Inhomogenitäten und Instabilitäten abhängig ist. Das bei der Bearbeitung der Abtrag in flüssiger Phase eine wesentliche Rolle spielt, ist daran zu erkennen, dass bei allen Abträgen ein Schmelzwall um die Spur gebildet wurde. Bei dem Schmelzwall handelt es sich um die aufgeschmolzene Schicht, die aus der Beabarbeitungszone herausgedrückt wurde. Die Zunahme der Standardabweichung bei geringen Laserfluenzen ist bei allen Untersuchungen aufgetreten. In der Abbildung 20 ist das Verhalten bei einem Fokusradius von $5,31\text{ }\mu\text{m}$ und einer Pulsdauer von 52 ns beispielhaft für alle Versuche dargestellt.

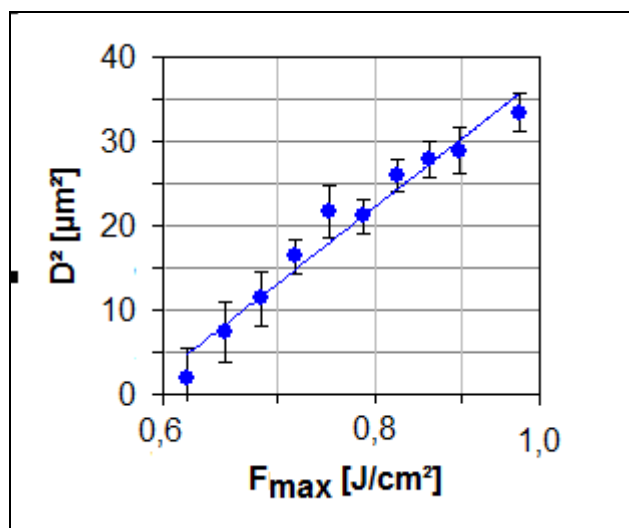


Abbildung 20: Quadratische Strukturbreite in Abhängigkeit der Pulsspitzenfluenz bei einem Fokusradius von $5,31\text{ }\mu\text{m}$ und einer Pulsdauer von 52 ns , zusätzlich ist die Standardabweichung eingezeichnet

Aus den Schwankungen der Durchmesser kann nicht nur die Standardabweichung berechnet werden, sondern auch die resultierenden Laserleistungsschwankungen, die eine solche Schwankung der Durchmesser bewirken würden. Die dünnen Schichten sollten keine wesentlichen Unterschiede in der Zusammensetzung oder der Dicke aufweisen, damit können die Schwankungen des Abtrages nicht durch Materialinhomogenitäten erklärt werden. Durch ein

Schwanken der Pulsenergie jedoch können unterschiedliche Bearbeitungsergebnisse erreicht werden. Die Schwankung der Pulsenergie kann mit der Gleichung (32) mit maximal $\pm 10\%$ bestimmt werden. Es ist aber eine Zunahme der Schwankungen bei einer Erhöhung der internen Laserleistung erkennbar. Bei einer internen Laserleistung von 25%, einer Pulsdauer von 77,6 ns, betragen die Schwankungen zwischen 20 und 25%. Damit werden die Messungen der Laserschwankungen in Kapitel 3.5 bestätigt. Bei geringen Energien ist aber keine Zunahme der Laserleistungsschwankungen erkennbar, was die Erhöhung der Standardabweichung erklären würde. Somit kann die zunehmende Schwankung der Abtragsdurchmesser bei geringen Energien durch den Abtragsmechanismus erklärt werden. Diese Ermittlung der Schwankung der Pulsenergie ist nur eine Abschätzung, da auch andere Faktoren einen Einfluss auf die Durchmesserschwankungen haben können. Die Schwankungen der Durchmesser werden schon durch die Messunsicherheit bei der Durchmesserbestimmung verursacht werden. Auch Inhomogenitäten und Fehlstellen der Schichten, sowie Verunreinigungen auf der Probenoberfläche verändern den Durchmesser. Des Weiteren kann der dynamischen Schmelzwall eine Schwankung bewirken. Außerdem kann nicht ausgeschlossen werden, dass auch die Fokusebene einer Schwankung unterliegt, damit kann eine Defokussierung auftreten, die andere Abtragsdurchmesser erzielt.

In der Abbildung 21 werden Bearbeitungsergebnisse bei einem Fokusradius vom 8,71 μm und einer Pulsdauer von 37,6 ns bei zwei verschiedenen Fluenzen dargestellt. Bei einer geringen Laserfluenz ist deutlich die Schwankung der Laserleistung im Bearbeitungsergebnis erkennbar. Wird die Laserfluenz erhöht, so vergrößert sich auch der Abtragsdurchmesser, wie in Bild b zu erkennen ist. Bei allen Abträgen wurde ein Schmelzwall um die Strukturen herum festgestellt. Des Weiteren ist in der Abbildung 21 eine Veränderung um den Abtrag herum erkennbar, dabei könnte es sich um eine Schädigung des Schichtstapels durch Wärmeleitung oder einen teilweisen Abtrag der Schichten handeln. Es ist aber auch möglich, dass dort Material, das abgetragen wurde, kondensiert ist und sich so wieder abgelagert hat.

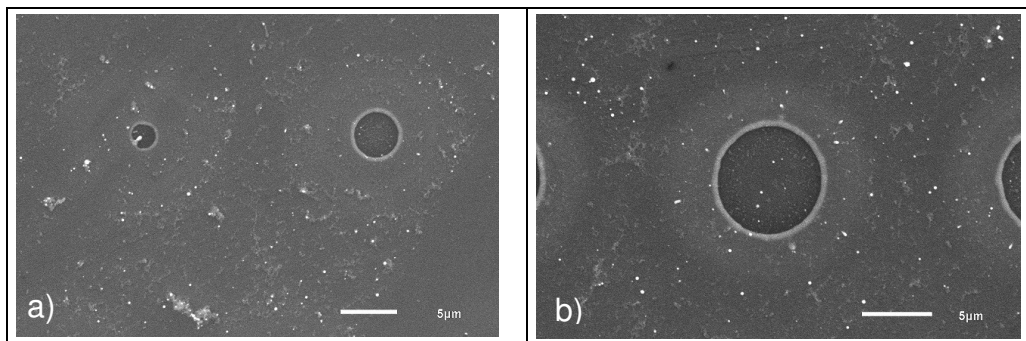


Abbildung 21: Abbildung der Einzelpulsabträge bei einem Fokusradius von 8,71 μm und einer Pulsdauer von 37,6 ns bei a) 0,5 J/cm² und b) 0,75 J/cm²

In Tabelle 8, siehe Anhang, werden die minimal erzeugten Durchmesser der Abträge bei den verschiedenen Optiken und Pulsdauern zusammengefasst. Es wurden die Mittelwerte, D_{eff} von zehn verschiedenen Abträgen pro Lasereinstellung dargestellt. Dabei wurden aber nur die minimalen Laserfluenzen betrachtet, bei denen ein regelmäßiger, reproduzierbarer Abtrag erfolgte. Die erzielten Abträge sind deutlich kleiner als der Fokusradius. Damit kann gezeigt werden, dass auch bei ns-Lasern eine Bearbeitung nur mit der Spitze des Laserstrahlprofils möglich ist, wie es in [12] für fs-Laser beschrieben wird. In der Abbildung 22 ist der Verlauf der erzielten minimalen mittleren Abtragsdurchmesser über den verwendeten Fokusradius bei verschiedenen Pulsdauern dargestellt. Die minimal erreichbaren Durchmesser

liegen bei ca. 2 bis knapp unter 1 μm . Dabei werden die Abträge mit abnehmendem Fokusradius tendenziell auch geringer, eine direkte Abhängigkeit des erzielbaren Abtragsdurchmessers zum Fokusradius ist aber nicht ermittelbar. Des Weiteren ist auch kein direkter Einfluss der Pulsdauer auf die erzielbaren Durchmesser erkennbar.

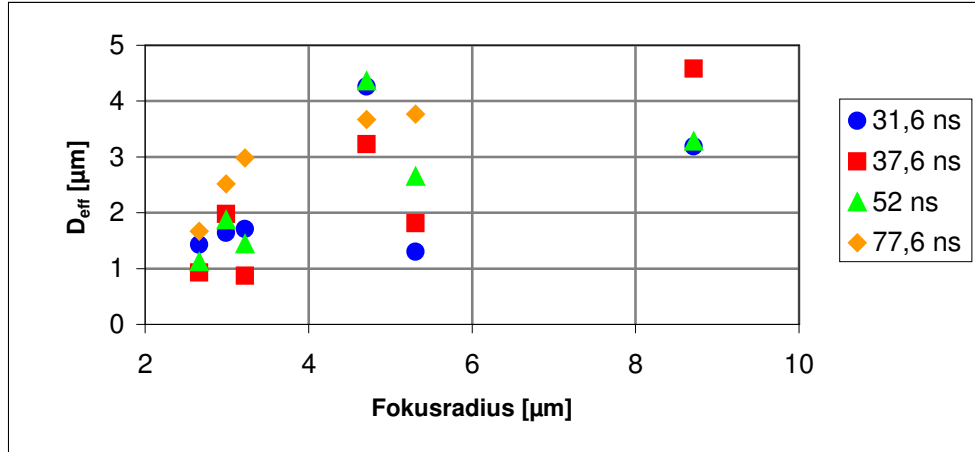


Abbildung 22: Mittelwert der erzeugten minimalen Durchmesser in Abhängigkeit des Fokusradius bei verschiedenen Pulsdauern

Bei geringeren Laserfluenzen werden auch geringere Abtragsdurchmesser erreicht, dabei treten die Abträge aber statistischer auf und sind nicht reproduzierbar. Die minimal erreichten Durchmesser werden in Tabelle 8, siehe Anhang, mit D_{effmin} zusammengefasst. Die minimal erreichbaren Durchmesser sind im Durchschnitt etwa halb so groß wie die Mittelwerte D_{eff0} . Für die minimalen Abtragsdurchmesser ergibt sich der gleiche Verlauf wie in Abbildung 22, wobei die Wertepaare etwas in der Ordinatenachse nach unten versetzt sind, da die Durchmesser etwas geringer sind. Die statistisch auftretenden Einzelpulsabträge werden durch die Schwankungen der Laserleistung begünstigt. In den Leistungsspitzen der Schwankungen kann noch ein Abtrag erfolgen, indem die Abtragsschwelle überschritten wird, wobei in den Schwankungsminima kein Abtrag mehr erreicht wird. Damit wäre es möglich, bei einer stabilen Laserleistung kleinere Durchmesser reproduzierbar zu erzeugen.

5.4. Linienabtrag

Anschließend wurden die Erkenntnisse aus den Einzelpulsabträgen genutzt um einen Linienabtrag zu erzeugen. Dazu wurde die Bearbeitungsgeschwindigkeit verringert, um aus der Überlappung von Einzelpulsen eine Spur zu erhalten. Aus der Bearbeitungsgeschwindigkeit kann mit der Pulswiederholfrequenz der verwendete Pulsabstand berechnet werden, (33).

$$Pd = \frac{v}{f_p} \quad (33)$$

Für die Auswertung der Ergebnisse spielt aber nicht nur der Pulsabstand eine Rolle, da hier der Einfluss des Fokusradius unberücksichtigt bleibt, sondern auch der Pulsüberlapp, der wie folgt berechnet wird: [38]

$$u[\%] = \left[\frac{2}{\pi} \cdot \arccos\left(\frac{Pd}{2 \cdot w_{86}}\right) - \frac{1}{\pi} \sin\left(2 \cdot \arccos\left(\frac{Pd}{2 \cdot w_{86}}\right)\right) \right] \cdot 100\% \quad (34)$$

Bei den Einzelpulsabträgen konnte aber gezeigt werden, dass die erreichbaren Abtragsdurchmesser unterhalb des Fokusradius liegen, siehe Abbildung 19. Die in der Abbildung dargestellten Abtragsdurchmesser wurden mit einem Fokusradius von $17,42 \mu\text{m}$. In der Abbildung 23 ist die resultierende Bearbeitungsspur schematisch dargestellt. Für die Bearbeitung wurde der Pulsabstand Pd vorgegeben. Durch den Ablationsradius w_{ab} der ergibt sich ein Pulsüberlapp U , wodurch eine Spur der Breite b entsteht.

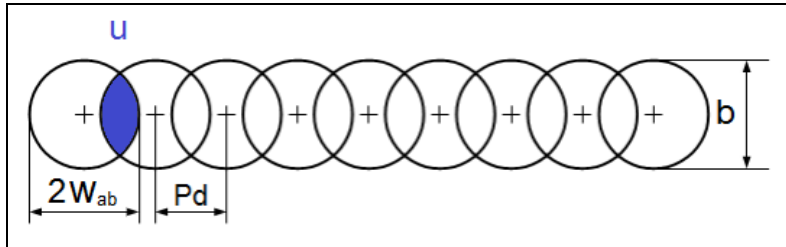


Abbildung 23: schematische Darstellung des Linienabtrags

Damit ist der in Gleichung (34) dargestellte Berechnung des Pulsüberlapps für diese Anwendung nicht geeignet. Anstatt des Fokusradius muss der Ablationsradius w_{ab} eingesetzt werden, so ergibt sich Gleichung (35): Daraus resultiert aber für jede Parameterkombination ein anderer Pulsüberlapp.

$$U[\%] = \left[\frac{2}{\pi} \cdot \arccos\left(\frac{Pd}{2 \cdot w_{ab}}\right) - \frac{1}{\pi} \left(2 \cdot \arccos\left(\frac{Pd}{2 \cdot w_{ab}}\right) \right) \right] \cdot 100\% \quad (35)$$

5.4.1. Einfluss der Laserfluenz

Die verwendete Laserfluenz hat einen Einfluss auf die erreichbare Strukturbreite und die Bearbeitungsqualität. In der Abbildung 25 wird die Strukturbreite in Abhängigkeit der Laserfluenz bei einem Fokusradius von $4,71 \mu\text{m}$ und einer Pulsdauer von $31,6 \text{ ns}$ dargestellt. Je geringer die Laserfluenz wird, desto geringer wird auch die Strukturbreite. Die Abnahme der Strukturbreite kann damit erklärt werden, dass durch die geringere Fluenz ein geringer Teil des Materials über die Abtragsschwelle erwärmt wird. In dem Bereich hoher Fluenz, wo die Strukturbreite bei Veränderung der Fluenz nur gering abfällt, wird das Material aufgeschmolzen, siehe Abbildung 24 bei $8,35 \text{ J/cm}^2$. In dem Bereich geringer Fluenz, in Abbildung 24 bei $0,67 \text{ J/cm}^2$, wo es zu einer steilen Abnahme der Strukturbreite kommt, erfolgt der Abtrag nur noch mit der Spitze des Strahlprofils, die oberhalb der Schwellfluenz des Materials liegt, siehe Abbildung 15 in Kapitel 4.3.1. Die Bearbeitung nur mit der Spitze des Laserpulses kann dadurch bewiesen werden, dass die erzeugbaren Strukturbreiten deutlich unterhalb des Fokusradiuses liegen. Einen weiteren Einfluss auf die Strukturbreite kann die Dynamik des Schmelzwalles haben.

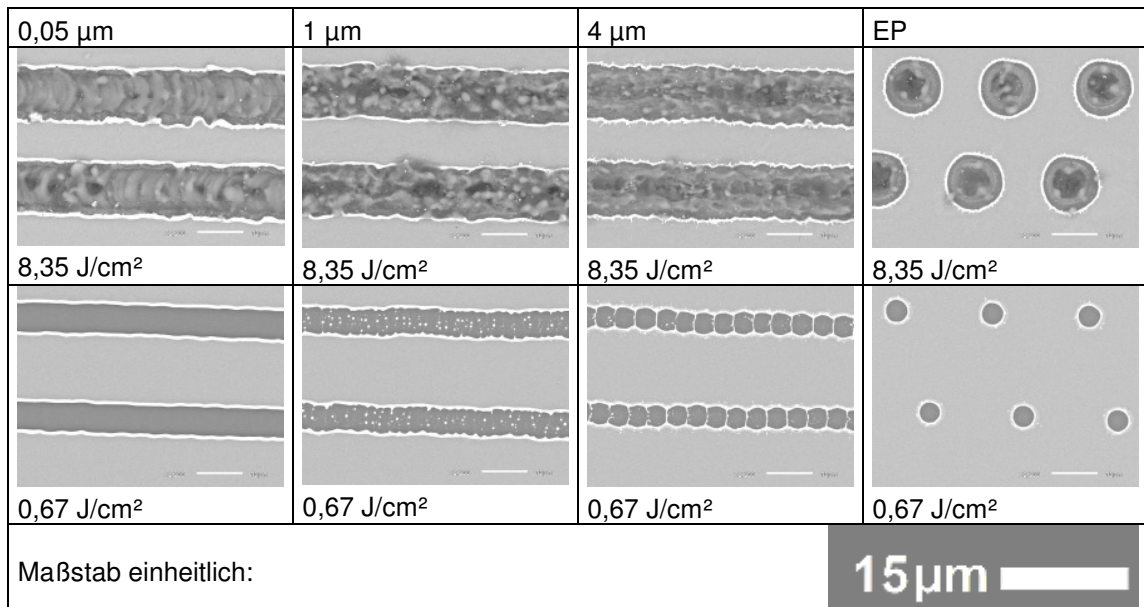


Abbildung 24: ausgewählte Bearbeitungsergebnisse bei einem Fokusradius von 4,71 μm , einer Pulsdauer von 31,6 ns, verschiedenen Pulsabständen und Fluenzen

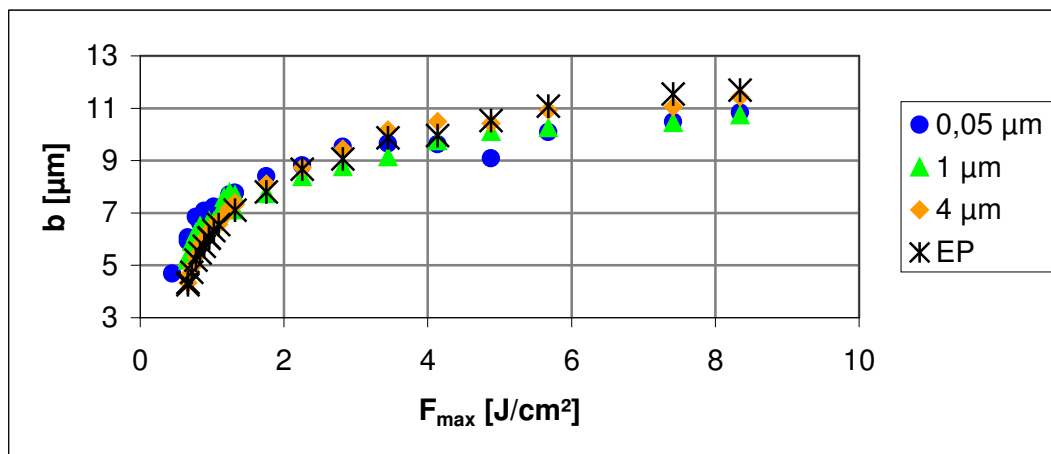


Abbildung 25: Abhängigkeit der Strukturbreite von der Pulsspitzenfluenz bei verschiedenen Pulsabständen bei einem Fokusradius von 4,71 μm und 31,6 ns Pulsdauer

Nicht alle in Abbildung 25 dargestellten Parameter sind für die selektive Strukturierung geeignet. Bei hohen Laserfluenzen kommt es zu einer Aufschmelzung, wohingegen bei zu geringen Fluenzen kein ausreichender Abtrag des Schichtstapels mehr erreicht wird. In der Abbildung 52 und Abbildung 53, siehe Anhang, werden einige charakteristische Aufnahmen der Strukturen bei verschiedenen Fluenzen und Pulsabständen zusammengefasst. Bei Laserfluenzen größer 5,68 J/cm² kommt es zu einer Aufschmelzung des Siliziumsubstrates mit einem tiefen Abtrag und Schmelzspritzern. Bei geringeren Fluenzen kommt es zu einem Abtrag des Siliziumdioxids, ohne Anzeichen von Schmelzspritzern. Durch weitere Verringerung der Fluenz wird der Bereich, in dem das Siliziumdioxid abgetragen wurde, schmaler. Bei einer Fluenz von 2,82 J/cm² und einem Pulsabstand von 0,05 μm ist kein Abtrag des Siliziumdioxids mehr feststellbar, aber es kommt zu einer sichtbaren Modifikation in der Mitte der Spur was durch eine Schädigung des Siliziums hervorgerufen werden kann, da die Abtragsschwelle für Silizium nahe bei der des Schichtstapels liegt und das Siliziumdioxid für die verwendete Laserstrahlung nahezu transparent ist. Bei

geringeren Pulsabständen, d.h. höheren Pulsüberlapp wird erst bei Fluenzen von $1,32 \text{ J/cm}^2$ der Bereich erreicht, in dem es zu keiner Schädigung des Siliziumdioxides mehr kommt. Bei einer Laserfluenz von $1,32 \text{ J/cm}^2$ und einem Pulsabstand von $0,1 \text{ }\mu\text{m}$ sind Schmelzperlen innerhalb der Spur erkennbar, die Anzahl der Schmelzperlen wächst mit abnehmender Fluenz an.

Die eingebrachte, absorbierte Laserstrahlung führt zu einem Aufschmelzen des Materials, unter der Wirkung der Oberflächenspannung kommt es zu einer Tröpfchenbildung und in Abhängigkeit der Schichtdicke zu einem Schmelzwall. Bei einer weiteren Energiezufuhr erfolgt die Absorption vorwiegend durch die Metalltröpfchen und den Schmelzwall. Durch den Dampfdruck und das Leidenfrostsche Phänomen werden die Tröpfchen aus der Abtragsspur zum Rand hin verdrängt. Das Leidenfrostsche Phänomen tritt auf, wenn Flüssigkeiten auf eine heiße Unterlage treffen, dabei wird der untere Teil des Tropfens verdampft. Der Dampf verbleibt unterhalb des Tropfens und schützt ihn vor einer weiteren Erwärmung, da die Wärmeleitfähigkeit von Gasen meist gering ist. Der Tropfen kann sich durch die Dampfschicht nahezu reibungsfrei bewegen. Der Mechanismus des Abtrags dünner Schichten wird in Abbildung 26 dargestellt. Des Weiteren ist in dem rechten Bild eine Bearbeitungsspur mit der Tröpfchenbildung dargestellt. Daraus ist deutlich die Bewegung der Tröpfchen und die Ablagerung der Schmelzperlen am Rand der Spur erkennbar. Die Tröpfchenbildung kann vor allen bei geringen Fluenzen beobachtet werden. Mit zunehmender Fluenz nimmt die Tröpfchenanzahl ab, da die Tröpfchen auf Grund ihrer Größe und Eigenschaften die Laserstrahlung besser absorbieren, damit stärker erwärmt werden und somit verdampfen. Eine Wärmediffusion kann dann ausschließlich an der Grenzfläche zwischen Schmelzwall oder Tröpfchen und den umliegenden Material erfolgen. Dadurch kann es zu einer Schädigung des umliegenden Materials in dem Bereich kommen. Die Tröpfchen haben bei einer höheren Fluenz aber auch eine höhere Energie und können schneller aus der Spur verdrängt werden. Die Tröpfchenbildung kann vor allen bei dünnen Schichten beobachtet werden. Bei der Aufschmelzung der Schichten kommt es zur Ausbildung einer geringen Fluidschicht. Infolge von Inhomogenitäten und Instabilitäten in der flüssigen Schicht kann es durch die Oberflächenspannungen zur Ausbildung der Tröpfchen kommen. Mit zunehmendem Verhältnis von Adhäsions- und Kohäsionskräften treten die Tröpfchen häufiger auf, damit neigen gesputterte Schichten stärker zur Tröpfchenbildung als aufgedampfte Schichten. Der spintronische Schichtstapel wurde durch sputtern hergestellt, siehe Kapitel 3.6 und neigt damit besonders zur Tröpfchenbildung. [28,29,39]

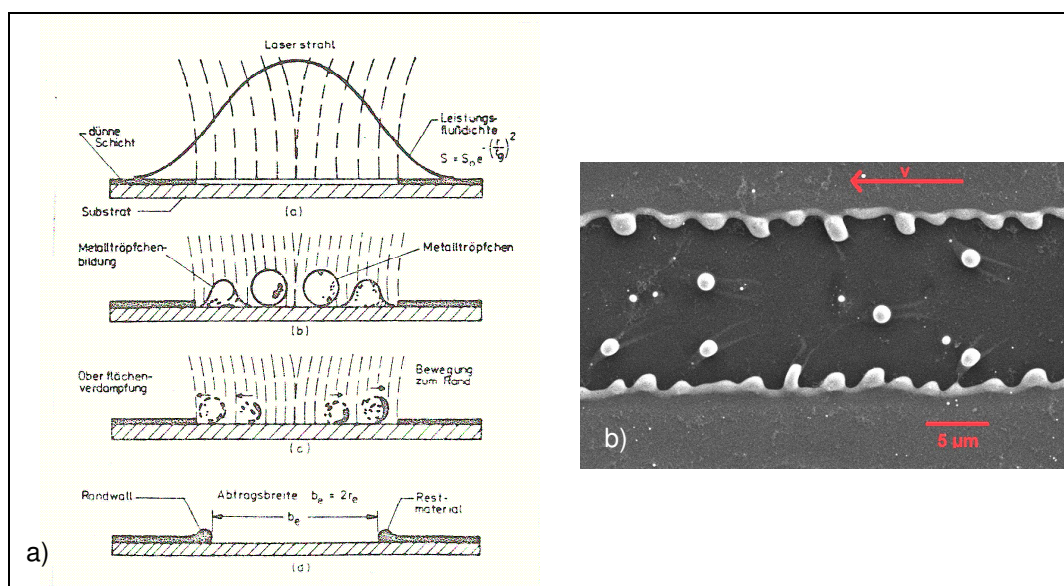


Abbildung 26: schematische Darstellung des Schichtabtrags [29] a) und realisierter Abtrag b)

Da ein Schmelzwall und die welligen Ränder der Strukturen bei allen Strukturen gleichermaßen erkennbar sind, werden die bei der Beurteilung der Bearbeitungsqualität nicht berücksichtigt. Die untersuchten Parameterkombinationen können hinsichtlich ihrer Eignung zur selektiven Strukturierung eingeteilt werden. In der Abbildung 27 sind die untersuchten Parameter für einen Fokusradius von $4,71\text{ }\mu\text{m}$ und einer Pulsdauer von $31,6\text{ ns}$ dargestellt. Dabei sind die rot markierten Parameter für eine selektive Strukturierung nicht geeignet, da es zu einer Schädigung des Substrates, zu einem unzureichenden Schichtabtrag oder einer Trennung der einzelnen Pulse durch den Schmelzwall kommt. Die orange markierten Felder sind nur mäßig für eine Strukturierung geeignet, z.B. wegen einer Modifizierung in der Mitte der Spur oder sehr viele Schmelzperlen innerhalb der Spur. Die grün gekennzeichneten Parameter sind gut für eine selektive Strukturierung geeignet, der Schichtstapel wird vollständig abgetragen und es ist keine Schädigung des Substratmaterials erkennbar.

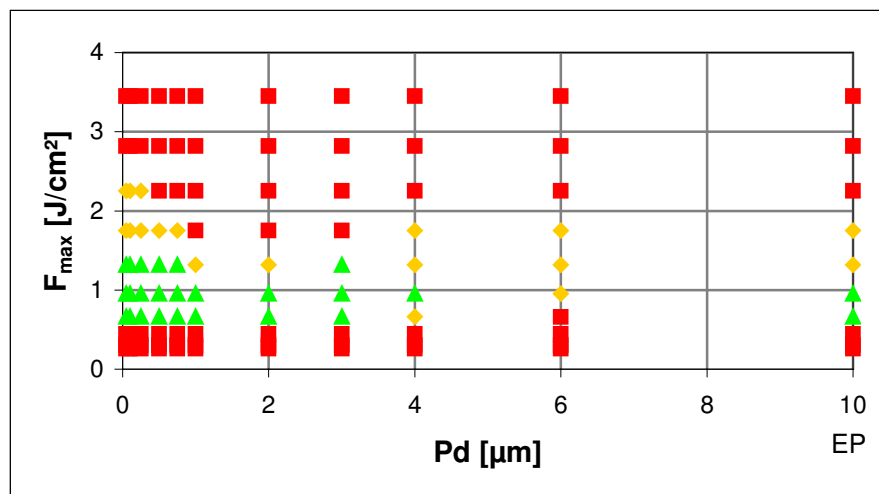


Abbildung 27: Bearbeitungsqualität in Abhängigkeit des Pulsabstandes und der Pulsspitzenfluenz bei einem Fokusradius von $4,71\text{ }\mu\text{m}$ und $31,6\text{ ns}$ Pulsdauer

In der Abbildung 27 ist zu erkennen, dass bei einem hohen Pulsüberlapp mehr geeignete Parameter für die Strukturierung existieren als bei geringen Pulsüberlapp. Bei dem höheren Überlapp wird, im Gegensatz zu einem geringeren Pulsüberlapp, auch bei höheren Fluenzen ein guter Abtrag erzielt, obwohl mehr Energie auf die gleiche Fläche eingebracht wird. Dagegen ist aber die minimale Fluenz, bei der ein ausreichender Abtrag erreicht wird, bei hohem Pulsüberlapp genauso hoch wie bei den Einzelpulsen.

5.4.2. Einfluss des Pulsabstandes

Der Einfluss des Pulsabstandes auf das Bearbeitungsergebnis wird bei einem Fokusradius von $5,31\text{ }\mu\text{m}$ und einer Pulsdauer von 52 ns bei einer Laserfluenzen von $0,9\text{ J/cm}^2$ genauer untersucht, ausgewählte Bearbeitungsergebnisse werden in Abbildung 28 dargestellt, weitere Bilder sind in Abbildung 54 und Abbildung 55, siehe Anhang, zusammengefasst. Bei den Einzelpulsen wird ein vollständiger Abtrag des Schichtstapels ohne Schädigung des Substratmaterials erreicht, jedoch ist um den Abtrag ein Schmelzwall erkennbar. Bei der Fluenz werden auch außerhalb des Abtrags treten Schmelzspritzer auf.

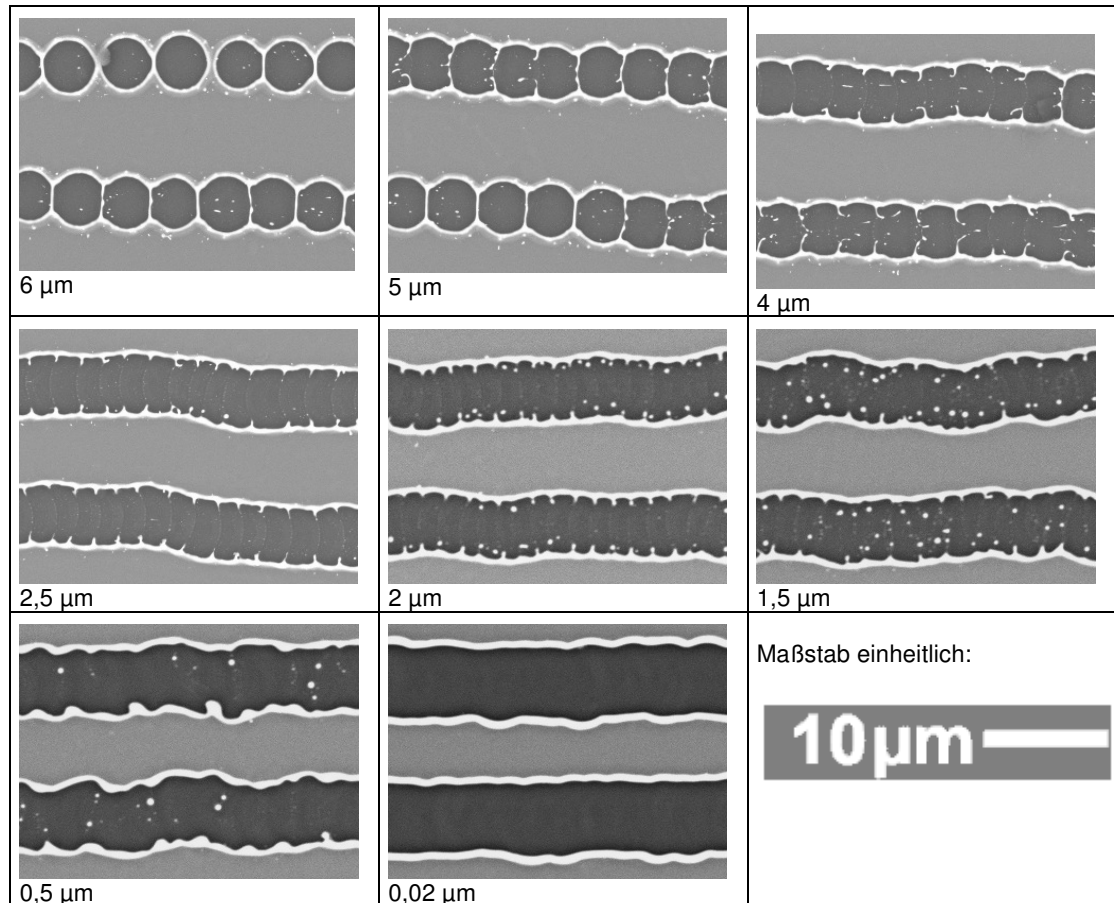


Abbildung 28: ausgewählte Bearbeitungsergebnisse bei einem Fokusradius von 5,31 μm , einer Pulsdauer von 52 ns, einer Laserfluenz von 0,9 J/cm² bei verschiedenen Pulsabständen

Bei einem Pulsabstand von 6 μm kann kein Linienabtrag erreicht werden. Die einzelnen Pulse liegen getrennt voneinander oder berühren sich, sind aber weiterhin durch einen Schmelzwall getrennt. Bis zu einem Pulsabstand von 5 μm treten vereinzelte Durchbrüche des trennenden Schmelzwalls auf. Hier ist deutlich die Positionsschwankung des Laserstrahls erkennbar. An einigen Stellen ist ein Durchbruch erreicht, wohingegen an anderen Stelle der Spur die Pulse nahezu getrennt voneinander vorliegen. Ab einem Pulsabstand von 4 μm ist durchweg ein Durchbruch des Schmelzwalls erkennbar, so dass erst hier von einem gezielten Linienabtrag gesprochen werden kann. Bis zu einem Pulsabstand von 2,5 μm werden die zurückbleibenden Reste der Schmelze des Durchbruchs immer geringer, bleiben aber als Zacken innerhalb der Spur erhalten. Bei einer weiteren Verringerung des Pulsabstandes verringert sich die Ausbildung der Zacken jedoch kommt es zum Auftreten von Schmelzkügelchen innerhalb der Spur. Bei einem Pulsabstand von 0,75 bis 0,5 μm ist erkennbar, dass sich die Schmelzkügelchen an dem Schmelzwall anlagern. Bei noch niedrigeren Pulsabständen werden die Schmelzkügelchen aus der Spur entfernt und die Ränder zunehmend glatter. Es kann damit gezeigt werden, dass auch durch einen ausreichend hohen Pulsüberlapp eine Reduzierung der Tröpfchen erreicht werden kann. Auch hierbei kommt es durch den geringen Pulsabstand dazu, dass die sich bei einem Laserpuls gebildeten Tröpfchen durch den nächsten Puls getroffen und damit wieder zum Rand hin bewegt werden können. Außerdem ist zu erkennen, dass sich die Tröpfchen wirklich zum Rand verdrängt und nicht verdampft werden, siehe hierzu Abbildung 26.

Bei einer Verringerung der Laserfluenz ist vor allem bei den hohen Pulsabständen eine zunehmende Vereinzelung der Pulse erkennbar. Bei niedrigen Pulsabständen ist keine Veränderung erkennbar. Der Schmelzwall um die Spuren herum kann durch Variation des Pulsabstandes nicht entfernt werden. Bei allen hier gezeigten Spuren ist ein nahezu konstanter Schmelzwall um die Spur erkennbar, sowohl bei den Spuren als auch bei den Einzelpulsen. Das Vorhandensein des Schmelzwalls zeigt, dass mindestens ein Teil der Schichten in flüssiger Phase abgetragen werden. Bei zu geringen Pulsabständen kommt es bei geringen Fluenzen dazu, dass der Schmelzwall an den Stellen des Pulsüberlappes erhalten bleibt und zum Teil die einzelnen Pulse durch den Schmelzwall getrennt werden, so dass kein richtiger Linienabtrag mehr erreicht wird, was z.B. bei einem Pulsabstand von $5,5\text{ }\mu\text{m}$ und einer Fluenz von $0,9\text{ J/cm}^2$ in Abbildung 54, siehe Anhang, erkennbar ist. Außerdem ist kein glatter Rand der Spuren feststellbar, die Ursache dafür ist wiederum die Positionsschwankung der Laserstrahlung, die auch mit der Strahlstabilisierung nicht verhindert werden kann.

In der Abbildung 29 wird die Laserpositionsschwankung bei einem hohen Pulsabstand dargestellt. Es konnte weitestgehend der eingestellte Pulsabstand von $5,5\text{ }\mu\text{m}$ festgestellt werden, es traten aber auch deutliche Veränderungen des Pulsabstandes auf. In dem Beispiel wurde ein Pulsabstand von $6,6$ bzw. $4,9\text{ }\mu\text{m}$ ermittelt. Für den eingestellten Pulsabstand von $5,5\text{ }\mu\text{m}$ ergibt sich bei einem zeitlichen Pulsabstand von 20 kHz eine Bearbeitungsgeschwindigkeit von 110 mm/s . Bei den Laserschwankungen hingegen ergeben sich Bearbeitungsgeschwindigkeiten von 132 bzw. 98 mm/s . Die Erhöhung der Bearbeitungsgeschwindigkeit von 110 auf 132 mm/s zwischen zwei Pulsen entspricht einer Beschleunigung von 880 m/s^2 . Der Scanner sollte innerhalb der Bearbeitung nicht so stark beschleunigen. In der Abbildung 29 ist außerdem eine deutliche höhere Schwankung in Bearbeitungsrichtung als senkrecht dazu zu erkennen.

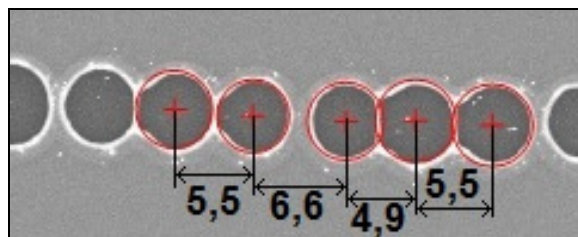


Abbildung 29: Darstellung der Laserpositionsschwankung

Die auftretenden Positionsschwankungen werden durch äußere Einflüsse verstärkt. So sind z.B. die auftretenden Schwingungen durch vorbeifahrende Autos oder an der Anlage vorbeilaufende Personen bemerkbar. Selbst das Öffnen und Schließen von Türen, vor allem der Sicherheitstüren der Anlage hat einen negativen Einfluss auf die Positionsstabilität. Diese Positionsschwankung kann aber auch durch eine Schwankung der Pulsfrequenz verursacht werden. Eine genaue Aussage über die Ursachen kann jedoch nicht getroffen werden, da der Aufbau des Lasergeräts Herstellergeheimnis ist.

Nicht alle in Abbildung 54 und Abbildung 55 untersuchten Pulsabstände sind für die gezielte selektive Strukturierung geeignet. In der Abbildung 30 sind die Laserparameter nach ihrer Eignung zur selektiven Strukturierung eingeteilt. Die rot markierten Parameter sind für die Strukturierung nicht geeignet. Die gelben Parameter sind mäßig und die Grünen gut geeignet, siehe auch Kapitel 5.4.1. Aus der Abbildung 30 wird ersichtlich, dass erst bei einem Pulsabstand von $5\text{ }\mu\text{m}$ ein mäßiges Bearbeitungsergebnis und erst ab $4\text{ }\mu\text{m}$ ein Gutes erreicht wird. Es ist

damit für eine gezielte Strukturierung ein Pulsüberlapp von mindestens 50% erforderlich. Auch hier ist die bessere Bearbeitungsqualität bei höheren Pulsüberlapp als bei Geringeren erkennbar. Die minimale Fluenz, bei der ein ausreichender Abtrag des Schichtstapels erreicht wird, ist bei allen Pulsabständen jedoch gleich.

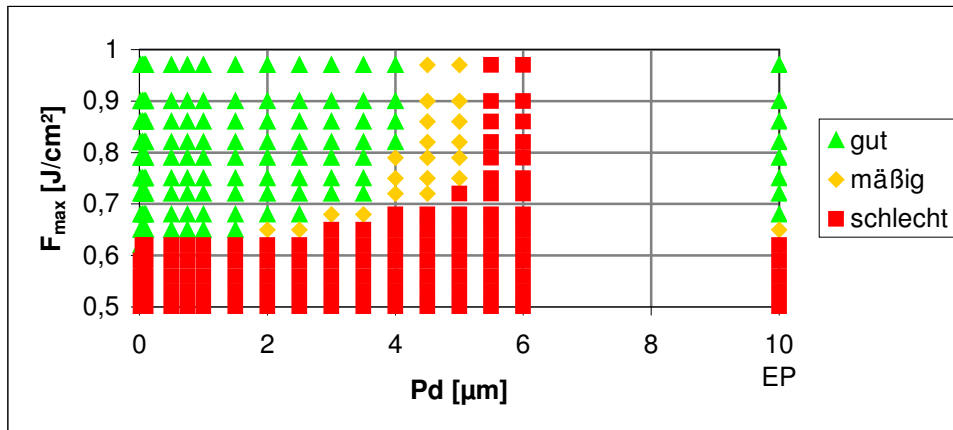


Abbildung 30: Bearbeitungsqualität in Abhängigkeit des Pulsabstandes bei einem Fokusradius von 5,31 μm und 52 ns Pulsdauer

Aus der Abbildung 25, siehe Kapitel 5.4.1, kann die erreichbare Strukturbreite bei verschiedenen Pulsabständen entnommen werden. Bei hohen Fluenzen werden bei hohen Pulsabständen und Einzelpulsen größere Strukturbreiten erreicht. Bei geringen Fluenzen hingegen sinkt die Spurbreite mit zunehmenden Pulsabstand. Bei dem geringen Pulsüberlapp kann die Positionsschwankung in Bearbeitungsrichtung des Lasers kompensiert werden, dadurch wird aber die Spur breiter, was bei den geringen Fluenzen erkennbar ist. Die Kompensation der Laserschwankung kann auch in den Bearbeitungsergebnissen festgestellt werden. Bei den hohen Pulsüberlapp ist ein glatter Spurrand erkennbar, was bei geringeren Pulsüberlapp nicht der Fall ist. Der Unterschied der Strukturbreiten bei hohen Fluenzen kann durch das spätere Aufschmelzen des Substratmaterials bei hohen Pulsüberlapp erklärt werden. Bei einigen anderen Bearbeitungsparametern kann wiederum eine nahezu konstante Spurbreite bei gleicher Fluenz über die verschiedenen Pulsabstände beobachtet werden.

Der Einfluss der Zunahme der Strukturbreite durch die Laserpositionsschwankung bei geringem Pulsabstand wird auch bei der Bestimmung der Abtragsschwelle festgestellt. In der Abbildung 31 wird die quadratische Strukturbreite in Abhängigkeit der Laserfluenz bei einem Fokusradius von 5,31 μm und einer Pulsdauer von 52 ns dargestellt.

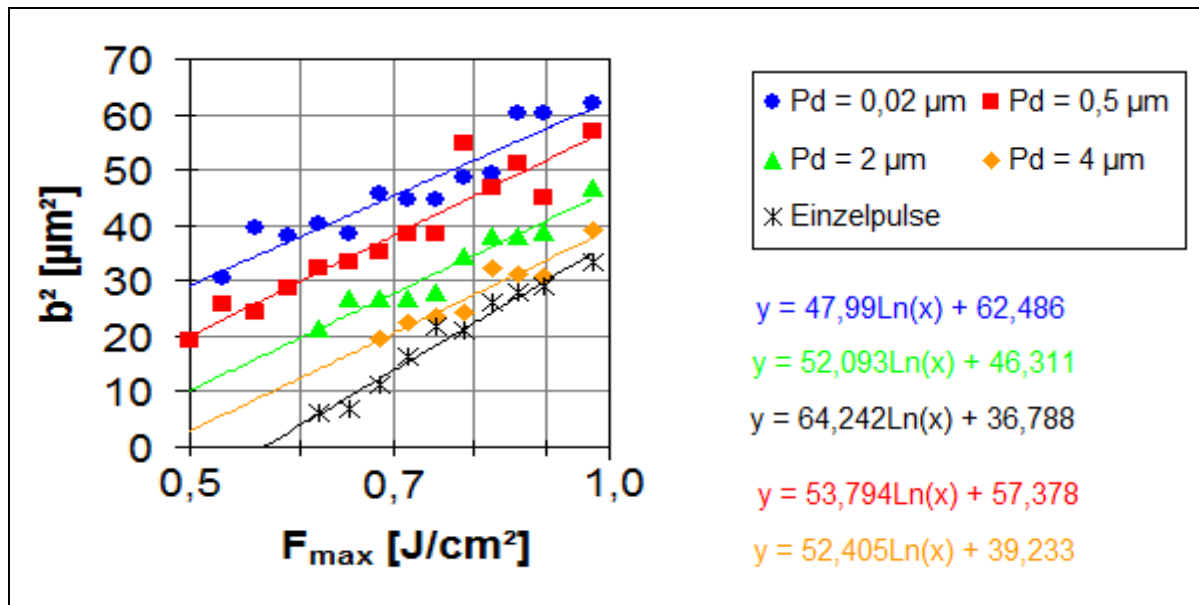


Abbildung 31: Quadratische Strukturweite in Abhängigkeit der Pulsspitzenleistung bei $w_{86} = 5,31 \mu\text{m}$ und $\tau = 52 \text{ ns}$ und verschiedenen Pulsabständen

In der Abbildung 31 ist ein deutlicher Unterschied der Strukturweite bei verschiedenen Pulsabständen erkennbar. Mit Verringerung des Pulsabstandes wird die Strukturweite bei gleicher Frequenz größer, die erhöhte Strukturweite kann wiederum durch die Laserschwankung erzeugt werden. Durch die höhere Strukturweite liegt auch der Schnittpunkt der Regressionskurve mit der Abszissenachse bei geringeren Fluenzen. Damit kann bei den Linenabträgen die Abtragsschwelle nicht wie in Kapitel 4.3.2 beschrieben aus den Messergebnissen bestimmt werden. Eine Unabhängigkeit der Abtragsschwelle von dem Pulsabstand wird auch dadurch bestätigt, dass die minimal erreichbaren Strukturen bei den gleichen Laserfluenzen erzeugt werden, siehe Abbildung 30. Außerdem konnte bei der Untersuchung der Mehrpulsabtragsschwelle durch Mehrfachüberfahrten keine wesentlichen Unterschiede zum Einzelpulsabtrag erreicht werden. Durch die Schwankung der Laserstrahlposition sind die Untersuchungen zur Mehrfachüberfahrten aber nicht für weitere Auswertungen geeignet.

5.4.3. Einfluss der Pulsdauer

Wie bereits im Kapitel 5.3 gezeigt, kann die Pulsdauer einen Einfluss auf das Bearbeitungsergebnis und die Abtragsschwellen haben. In der Abbildung 32 wird die Strukturweite über die verwendete Laserfluenz bei einem Fokusradius von $2,91 \mu\text{m}$ und einem Pulsabstand von $0,5 \mu\text{m}$ bei verschiedenen Pulsdauern dargestellt.

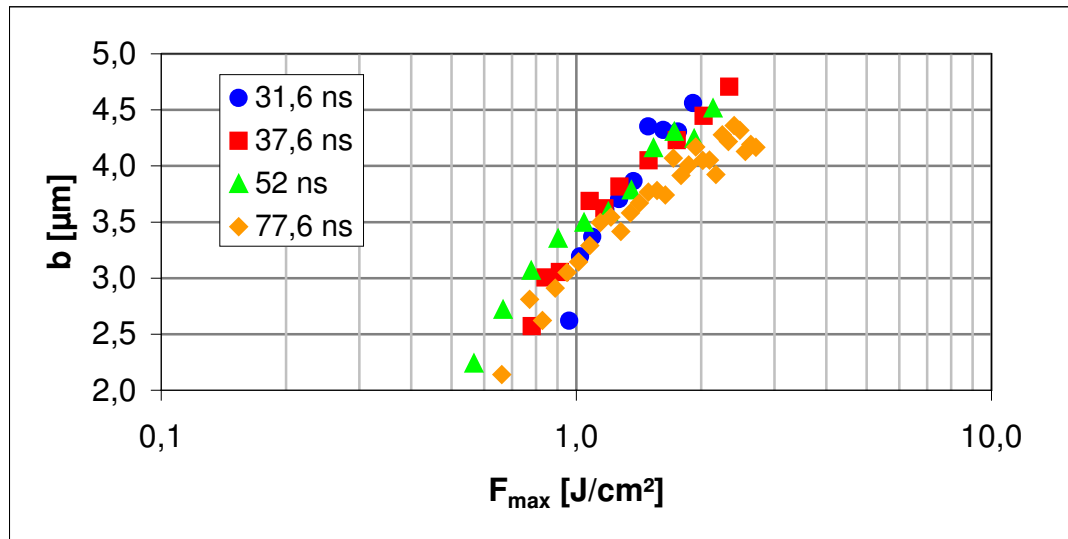


Abbildung 32: erreichbare Strukturbreiten in Abhängigkeit der Pulsspitzenfluenz bei verschiedenen Pulsdauern bei $w_{86} = 2,91 \mu\text{m}$ und $P_d = 0,05 \mu\text{m}$

Aus der Abbildung 32 wird ersichtlich, dass mit zunehmender Pulsdauer bei gleicher Laserfluenz kleinere Strukturbreiten erreicht werden. Die Abnahme der Strukturbreite mit steigender Pulsdauer kann auch bei den anderen Fokusradien beobachtet werden. Auch hier kann eine Abnahme der Strukturbreite bei Erhöhung der Pulsabstände registriert werden. Mit abnehmender Fluenz wird der Unterschied der Strukturbreiten bei den verschiedenen Pulsdauern geringer. In der Tabelle 9, siehe Anhang, wird die Strukturbreite bei gleichen Fluenzen und verschiedenen Pulsdauern, Fokusradien und Pulsabstände zusammengefasst. Durch die Abnahme der Strukturbreite mit zunehmender Pulsdauer, kommt es auch hierbei zu einer Zunahme der Abtragsschwelle wie es bereits bei den Einzelpulsabträgen gezeigt wurde, siehe Kapitel 5.3.

Eine direkte Abhängigkeit der minimalen Strukturbreite und der dafür benötigten Fluenzen von der Pulsdauer ist nicht erkennbar. In der Abbildung 33 werden beispielhaft einige minimale Strukturbreiten mit den zugehörigen Fluenzen zusammengefasst. Die minimal erreichbaren Strukturbreiten bleiben über den betrachteten Pulsdauerbereich nahezu konstant, lediglich bei einer Pulsdauer von 31,6 ns ist eine Abweichung erkennbar. Bei den für die minimalen Strukturen verwendeten Fluenzen ist keine eindeutige Abhängigkeit erkennbar. Jedoch fällt auf, dass bei geringen Pulsdauern unterschiedliche Fluenzen für die verschiedenen Fokusradien nötig waren. Bei der hohen Pulsdauer hingegen wird bei allen Fokusradien nahezu die gleiche Fluenz benötigt.

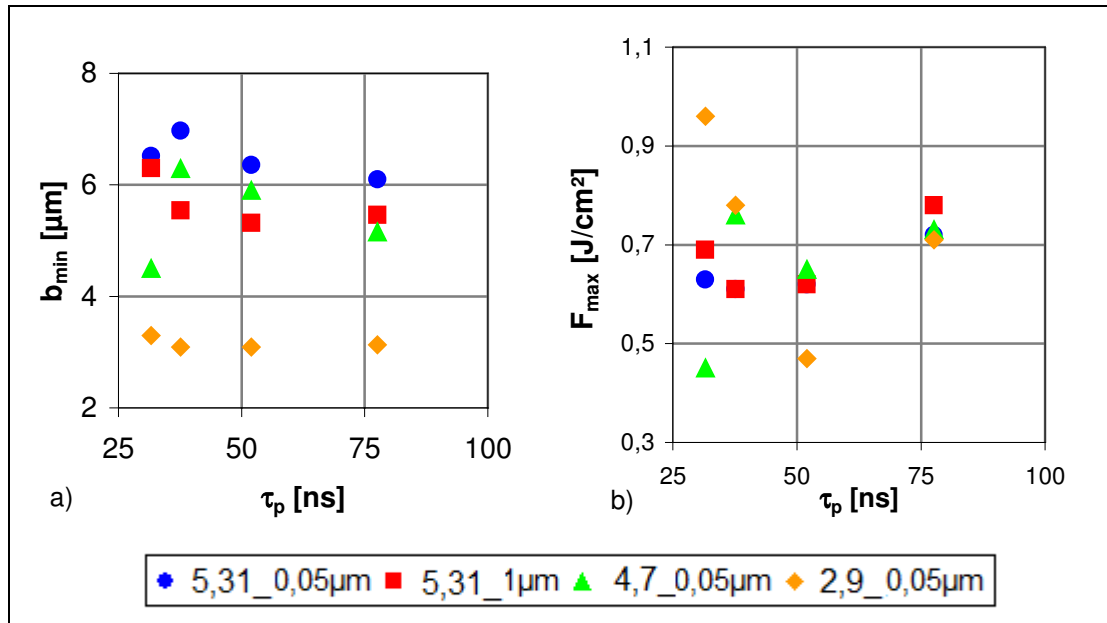


Abbildung 33: minimal erreichbare Strukturen und dafür benötigte Fluenzen in Abhängigkeit der Pulsdauer bei verschiedenen Pulsabständen und Fokusradien

In der Abbildung 56, siehe Anhang, werden die Bearbeitungsergebnisse bei gleicher Laserfluenz und den verschiedenen Pulsdauern bei einem Fokusradius von $4,7 \mu\text{m}$ gegenübergestellt. Dabei ist auch hier eine Abnahme der Strukturbreite mit zunehmender Pulsdauer erkennbar. Des Weiteren kann bei geringerer Pulsdauer teilweise ein schlechteres Bearbeitungsergebnis erreicht werden, vor allem bei geringen Pulsüberlapp. Dort kommt es zu einer Schädigung des Substratmaterials, die bei höherer Pulsdauer nicht zu erkennen ist. Durch eine Verringerung der Laserfluenz kann aber auch bei den geringen Pulsdauern das gleiche Bearbeitungsergebnis erreicht werden, wie die bei den hohen Pulsdauern dargestellten. Bei den Strukturen mit einer Pulsdauer von $77,6 \text{ ns}$ ist wiederum die verringerte Puls zu Puls Stabilität erkennbar. Vor allem bei den geringen Fluenzen kommt es zu einem starken Unterschied innerhalb der Spur. Es sind deutlich die verschiedenen Abtragsbreiten erkennbar, die durch die Leistungsschwankungen verursacht werden.

Aus den Bearbeitungsergebnissen kann wiederum die zur Strukturierung geeigneten Parameter zusammengestellt werden. In der Abbildung 34 werden die untersuchten Parameter für einen Fokusradius von $5,31 \mu\text{m}$ und einer Pulsdauer von $31,6$ und 52 ns gegenübergestellt und hinsichtlich ihrer Eignung zum selektiven Abtrag eingeteilt. Dabei sind die rot markierten Felder nicht und die grün Markierten gut geeignet.

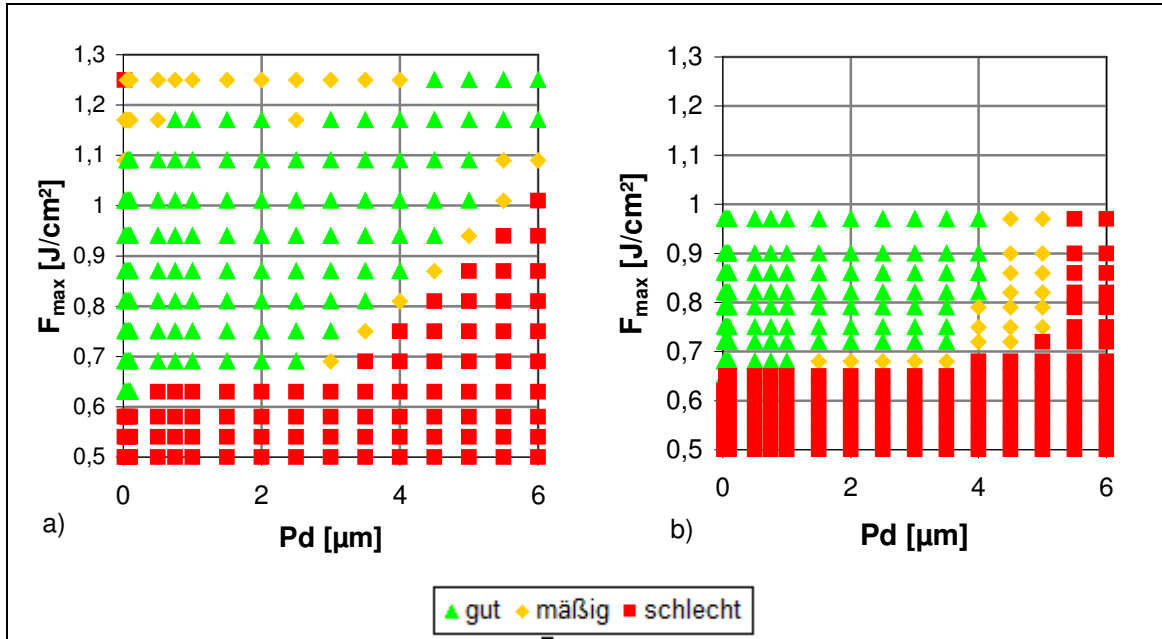


Abbildung 34: Vergleich der Bearbeitungsqualität bei verschiedenen Pulsdauern bei einem Fokusradius von 5,31 µm und einer Pulsdauer von a) 31,6 ns und b) 52 ns

Aus der Abbildung 34 wird ersichtlich, dass bei höherer Pulsdauer eine etwas höhere Laserfluenz für einen minimalen Abtrag nötig ist. Des Weiteren wird bei hohem Pulsabstand keine Abtragsspur erreicht. Die Pulse sind durch eine Schmelzspur getrennt oder liegen vereinzelt vor. Bei einer Pulsdauer von 52 ns wird erst mit einem Pulsabstand von 4 µm ein gutes Bearbeitungsergebnis erreicht, wohingegen bei 31,6 ns schon mit 6 µm Pulsabstand ein gutes Bearbeitungsergebnis erreicht wird. Bei hohen Laserfluenzen hingegen ist bei beiden Pulsdauern ein gutes Bearbeitungsergebnis möglich. Die Pulsdauer hat damit einen Einfluss auf den nutzbaren Laserfluenzbereich für die selektive Strukturierung, nicht aber auf das Bearbeitungsergebnis.

5.4.4. Streckenenergie

Eine weitere Möglichkeit der vergleichenden Darstellung ist die Verwendung der Streckenenergie. Die Streckenenergie Q_s ist das Verhältnis aus der Laserleistung und der Bearbeitungsgeschwindigkeit. Mit den Gleichungen (11) und (33) ergibt sich dann:

$$Q_s = \frac{P_{av}}{v} = \frac{E}{Pd} \quad (36)$$

Damit ist die Streckenenergie einerseits von der Pulsenergie und andererseits vom Pulsabstand abhängig. In Abbildung 35 wird die Strukturbreite in Abhängigkeit der Streckenenergie für einen Fokusradius von 8,7 µm und einer Pulsdauer von 31,6 ns dargestellt. Dabei wurde zum Einen der Pulsabstand variiert und die Energie konstant gehalten, zum Anderen wurde die Streckenenergie durch Variation der Energie bei konstantem Pulsabstand verändert.

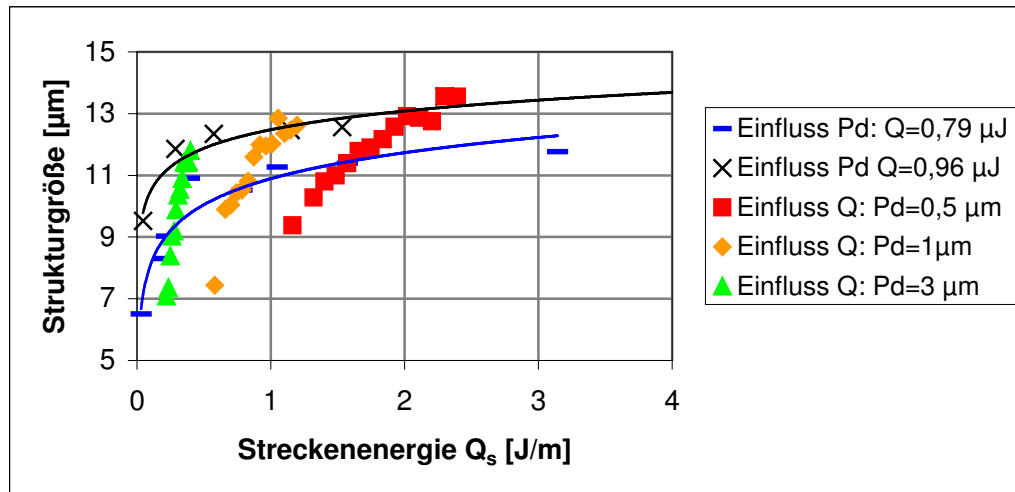


Abbildung 35: Strukturbreite in Abhängigkeit der Streckenenergie, Einfluss von Pulsenergie und Pulsabstand bei einem Fokusradius von 8,71 μm und einer Pulsdauer von 31,6 ns

Aus der Abbildung 35 ist erkennbar, dass die Strukturbreite nicht eindeutig von der Streckenenergie abhängig ist. Die gleiche Strukturbreite wird bei unterschiedlichen Streckenenergien erreicht. Es besteht ein Unterschied bei der Veränderung der Streckenenergie durch Variation des Pulsabstandes oder der Pulsenergie. Durch eine Verringerung des Pulsabstandes kann ein viel größerer Bereich der Streckenenergie überschritten werden und es können kleinere Strukturbreiten erreicht werden. Der Einfluss der Energie kann bei verschiedenen Pulsabständen betrachtet werden. Auch dabei ist ein deutlicher Unterschied erkennbar, der damit erklärt werden kann, dass bei gleichen Energien nahezu gleiche Strukturbreiten erreicht werden, unabhängig von der Bearbeitungsgeschwindigkeit und damit vom Pulsabstand, siehe Kapitel 5.4.2.

Die Streckenenergie kann genutzt werden, um den Einfluss der Pulsdauer auf das Bearbeitungsergebnis zu untersuchen. Dazu wurde die Änderung der Streckenenergie durch die Pulsenergie und des Pulsabstandes separat betrachtet. Für die Vergleichbarkeit wurde für die Untersuchung der Streckenenergie durch Veränderung der Energie bei dem gleichen Pulsabstand durchgeführt. In der Abbildung 36 wird die Strukturbreite in Abhängigkeit der Streckenenergie bei einem konstantem Pulsabstand von 0,5 μm bei einem Fokusradius von 8,71 μm dargestellt.

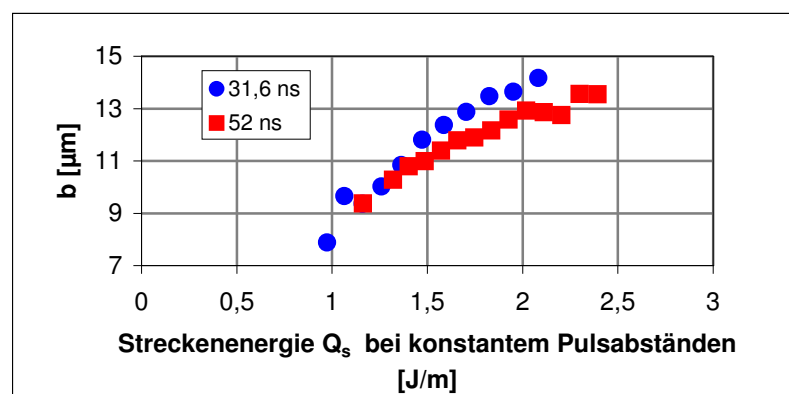


Abbildung 36: Strukturbreite in Abhängigkeit der Streckenenergie bei konstantem Pulsabstand, einem Fokusradius von 8,71 μm und zwei verschiedenen Pulsdauern

In der Abbildung ist der Einfluss der Pulsdauer auf das Bearbeitungsergebnis erkennbar. Es ist eine Abnahme der Strukturbreite bei zunehmender Pulsdauer und gleicher Streckenenergie erkennbar. Bei einer höheren Pulsdauer wird bei gleicher Streckenenergie eine geringere Strukturbreite erreicht, wobei aber die minimal erreichbare Strukturbreite bei beiden Pulsdauern nahezu gleich ist. Diese Abhängigkeit wird auch ersichtlich, wenn die Streckenenergie bei konstanter Pulsenergie untersucht wird, siehe Abbildung 50 im Anhang. Es gibt aber auch Fokusradien, bei denen keine Abhängigkeit von der Pulsdauer erkennbar ist, z.B. bei einem Fokusradius von $2,91\text{ }\mu\text{m}$, siehe Abbildung 51 im Anhang. In der Abbildung 51 wurde die Streckenenergie durch Variation des Pulsabstandes bei gleichbleibender Laserfluenz betrachtet. Des Weiteren fällt in der Abbildung auf, dass sich die Strukturbreite über die Streckenenergie nicht ändert. Damit können durch die Betrachtung der Streckenenergie die selben Aussagen getroffen werden wie in den Kapiteln 5.4.2 und 5.4.3.

5.4.5. Einfluss des Fokusradius

Den entscheidenden Einfluss auf die erzielbaren Strukturbreiten hat der verwendete Fokusradius. In der Abbildung 37 werden ausgewählte Beabarbeitungsergebnisse bei verschiedenen Fokusburchmessern und Pulsständen bei einer Laserfluenz von $0,9\text{ J/cm}^2$ dargestellt.

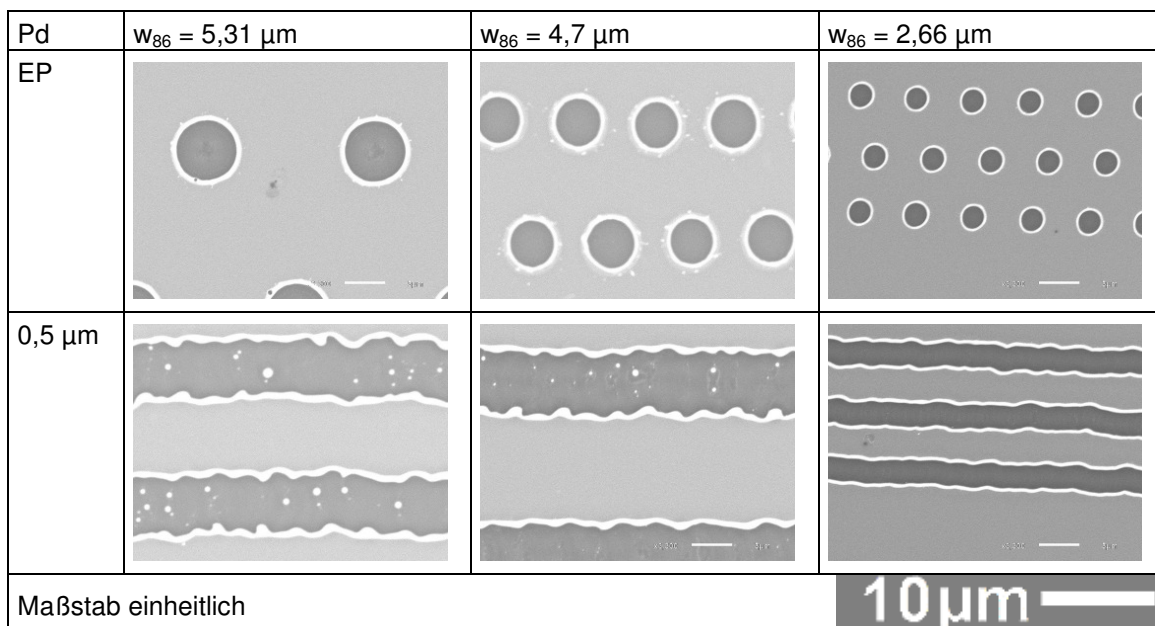


Abbildung 37: ausgewählte Beabarbeitungsergebnisse bei einer Fluenz von $0,9\text{ J/cm}^2$, verschiedenen Pulsabständen und Fokusradien

In der Abbildung 38 werden die minimal erreichbaren Strukturbreiten in Abhängigkeit des verwendeten Fokusradius bei verschiedenen Pulsabständen dargestellt. Es ist eine lineare Abnahme der Strukturbreite über den Fokusradius bei geringen Pulsabständen erkennbar. Bei großen Fokusradien kommt es zu einer Abhängigkeit der minimalen Strukturen von den Pulsabständen, mit zunehmendem Pulsabstand werden die Strukturbreiten geringer. Bei geringen Fokusradien kann die Abhängigkeit nicht festgestellt werden. Eine Ursache dafür könnte der unterschiedliche Pulsüberlapp oder die Strukturverbeitung durch Kompensation die Laserschwankung sein.

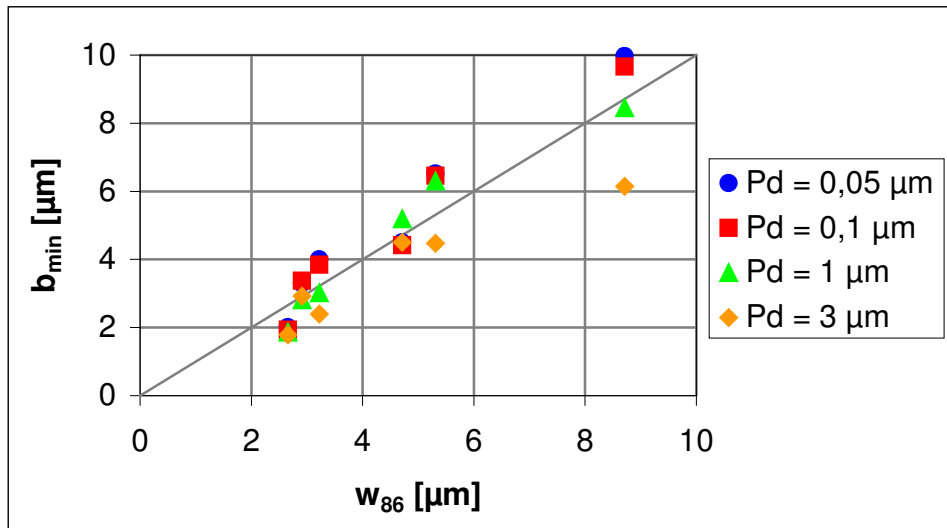


Abbildung 38: minimal erreichbare Strukturbreite in Abhängigkeit des Fokusradiuses bei verschiedenen Pulsabständen und einer Pulsdauer von 31,6 ns

Die minimal erreichbaren Strukturbreiten sind wie zu erwarten von dem Fokusradius abhängig im Gegensatz zu den Einzelpulsabträgen, die keine eindeutige Abhängigkeit gezeigt haben. Die minimalen Strukturbreiten werden mit einem Fokusradius von 2,66 μm erreicht und liegen zwischen 1,8 und 2 μm , abhängig vom Pulsabstand. Die Strukturbreite bei geringem Pulsüberlapp kann durch Reduzierung der Laserpositionsschwankungen noch verringert werden. Bei dem geringen Fokusradius ist aber die Rayleighlänge gering und die Positionsschwankungen des Lasers wirken sich auch in einer Schwankung der Fokusebene der Laserstrahlung aus, die bei der geringen Rayleighlänge auch im Bearbeitungsergebnis bemerkbar ist. Die Schwankungen der Fokusebene werden durch äußere Faktoren verstärkt. Bei einem Fokusradius von 2,9 μm ist die Rayleighlänge größer und die Schwankungen der Fokusebene können in dem Bearbeitungsergebnis nicht mehr festgestellt werden, dabei sind aber minimale Strukturbreite von nur ca. 3 μm erreichbar. In der Abbildung 39 werden die benötigten Fluenzen für die in Abbildung 38 erzeugten Strukturen dargestellt. Mit zunehmendem Fokusradius ist eine Abnahme der benötigten Laserfluenz, nahezu unabhängig von dem Pulsabstand, erkennbar.

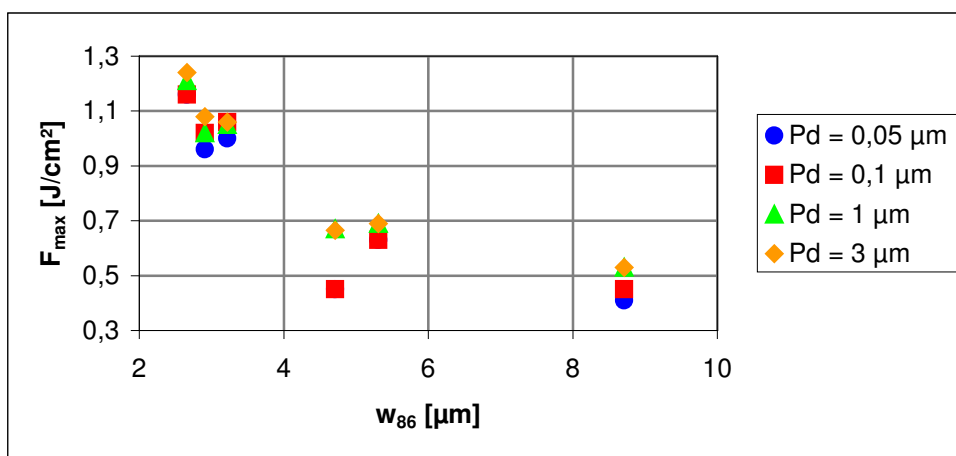


Abbildung 39: minimal nutzbaren Laserfluenzen in Abhängigkeit des Fokusradiuses bei verschiedenen Pulsabständen und einer Pulsdauer von 31,6 ns

Vergleicht man die minimal erzeugbaren Strukturbreiten mit den dafür verwendeten Fokusradien, so ergibt sich, wie in Tabelle 3 dargestellt, ein Verhältnis von ca. 0,5. Damit liegen die erzeugbaren Strukturen im Bereich der Hälfte des verwendeten Fokusradiuses. Eine Abweichung davon ist lediglich bei einem Fokusradius von 2,66 μm , der 30er Optik mit Aufweiter, erkennbar. Bei dieser Optik wurde die Auflösungsgrenze des Strahldiagnosegeräts erreicht und der Fokusradius falsch ermittelt, siehe Kapitel 3.4. Wird statt des gemessenen Fokusradius jedoch der berechnete von 1,95 μm eingesetzt, so ergibt sich auch hier ein Verhältnis von ca. 0,5. Damit kann auch an den Bearbeitungsergebnissen gezeigt werden, dass der gemessene Fokusradius bei der 30er Optik mit Aufweiter falsch ermittelt wurde.

$2w_{86}$ [μm]	Pulsabstand [μm]			
	0,05	0,1	1	3
17,42	0,57	0,55	0,49	0,35
10,62	0,61	0,61	0,59	0,42
9,42	0,48	0,47	0,55	0,48
6,44	0,62	0,60	0,47	0,37
5,82	0,57	0,58	0,48	0,50
5,32	0,38	0,36	0,35	0,34

Tabelle 3: Verhältnis der minimal erreichbaren Strukturbreite zum Fokusradius

Damit konnten bei den Linienabträgen Verhältnisse der Spurbreite zum Fokusradius von 0,5 bis maximal 1 erreicht werden, nur hier wurde ein gezielter selektiver Abtrag des Schichtstapels erreicht. Bei Strukturbreiten unterhalb wird nur noch ein statistischer Abtrag erreicht oder nur ein Teil des Schichtstapels abgetragen. Bei Strukturen, die Größer als der Fokusradius sind, ist die benötigte Fluenz zu groß und es kommt zu einer Schädigung des Substratwerkstoffs.

5.5. Einfluss der Pulswiederholfrequenz

Der Einfluss der Wärmeleitung auf den Abtrag soll durch eine Erhöhung der Pulswiederholfrequenz untersucht werden, sodass die Pulse in kürzeren zeitlichen Abstand aufeinander folgen. Dadurch verbleibt weniger Zeit für einen Temperatursausgleich mit der Umgebung und mit jedem Laserpuls kann sich die Temperatur im Werkstück erhöhen. Für die Untersuchung wurde die Frequenz von 20 auf 250 kHz erhöht, da bei der Frequenz von 250 kHz und einer internen Leistung von 100% eine Pulsdauer von 52 ns erreicht wird, damit ist die Pulsdauer die gleiche wie bei einer internen Leistung von 50% und einer Frequenz von 20 kHz. Damit kann der Einfluss der Pulsdauer auf die unterschiedliche Bearbeitung ausgeschlossen werden. Die Pulswiederholfrequenz von 90 kHz, für die der Laser optimiert ist, wurde für die Bearbeitung nicht gewählt, da die mittlere Leistung zu hoch ist für eine Strukturierung des spintronischen Schichtstapels, siehe Kapitel 3.5. Daher werden die Bearbeitungsergebnisse bei einer Pulsdauer von 52 ns und zwei verschiedenen Fokusradien für die Frequenzen von 20 und 250 kHz untersucht.

In Tabelle 10, siehe Anhang, werden die Abtragsschwellen und die berechneten Fokusradien vergleichend für die zwei Frequenzen dargestellt. Bei einem Fokusradius von 2,66 μm kann bei der höheren Frequenz eine höhere Abtragsschwelle festgestellt werden. Die Zunahme der Abtragsschwelle erfolgt analog zu der niedrigeren Frequenz mit Zunahme der Pulsdauern. Des

Weiteren konnte bei 250 kHz aus dem Anstieg der Regressionskurve ein größerer Fokusradius ermittelt werden. Der berechnete Fokusradius bei 250 kHz liegt dabei näher an den theoretisch berechneten von $1,95 \mu\text{m}$. Bei einem Fokusradius von $5,31 \mu\text{m}$ ist die Erhöhung der Abtragsschwelle und des berechneten Fokusradius nicht mehr erkennbar. Die Abtragsschwelle bei einer Frequenz von 250 kHz liegt unterhalb der von 20 kHz, der berechnete Fokusradius ist bei beiden Frequenzen nahezu gleich.

In der Abbildung 40 werden die erzeugten quadratischen Einzelpulsabträge in Abhängigkeit der verwendeten Pulswiederholfrequenz bei den zwei untersuchten Pulswiederholfrequenzen dargestellt. Dabei fällt auf, dass mit dem Fokusradius von $5,31 \mu\text{m}$ bei Verringerung der Fluenz ein viel größerer Strukturbreitenbereich überschritten wird, was durch den größeren Fokusradius bedingt wird, da der Anstieg der Regressionskurven lediglich von dem Fokusradius abhängig ist.

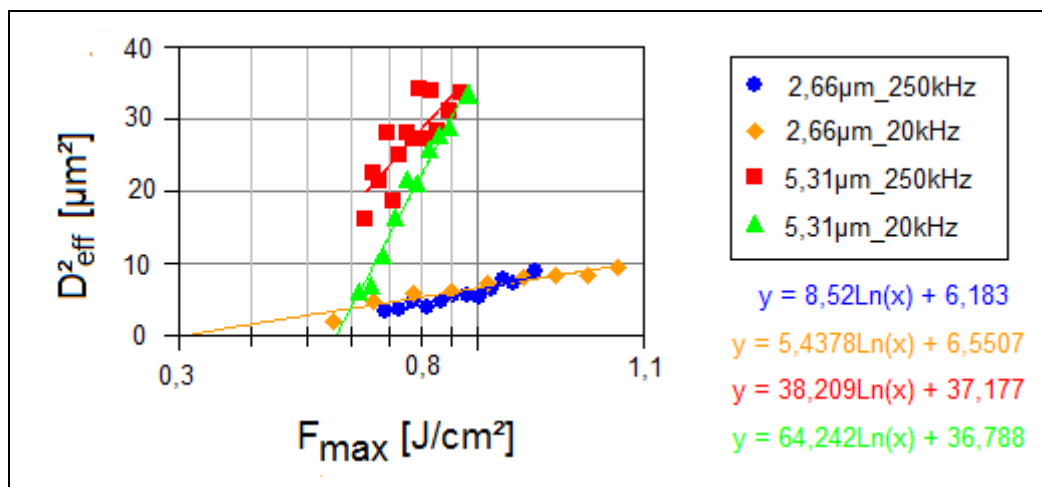


Abbildung 40: Quadratische Strukturbreite in Abhängigkeit der Laserfluenz bei verschiedenen Pulswiederholfrequenzen und Fokusradien und einer Pulsdauer von 52 ns

In Tabelle 11, siehe Anhang, werden die minimal erreichbaren Strukturbreiten b_{\min} sowie die Mittelwerte der kleinsten reproduzierbaren Strukturen b_{eff} zusammengefasst. Die minimalen Strukturen wurden jeweils bei verschiedenen Fluenzen erreicht. Bei einer Frequenz von 250 kHz können geringere Strukturbreiten erreicht werden als mit einer Frequenz von 20 kHz. Außerdem sind die Unterschiede zwischen b_{eff} und b_{\min} bei 250 kHz geringer als bei 20 kHz. Mit zunehmendem Pulsabstand kann bei einer Frequenz von 250 kHz eine deutliche Zunahme der minimalen Strukturbreiten beobachtet werden, wohingegen bei einer Frequenz von 20 kHz die Strukturbreiten unabhängig vom Pulsabstand nahezu konstant bleiben. Lediglich bei den Einzelpulsen sind die minimal erreichbaren Durchmesser bei einer Frequenz von 250 kHz deutlich größer als bei 20 kHz, der Verlauf wird in Abbildung 41 dargestellt. Damit wirkt sich die höhere Frequenz besonders bei hohen Pulsüberlapp in der minimal erreichbaren Strukturbreite positiv aus. Die Verringerung der Strukturbreite bei Erhöhung der Pulswiederholfrequenz wird auch in [29] beschrieben.

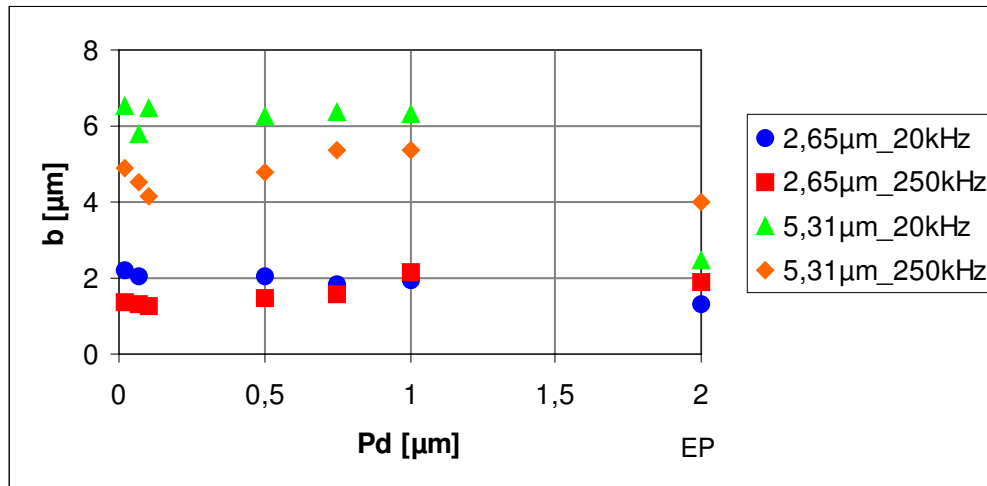


Abbildung 41: Minimal erreichbare Strukturweiten in Abhängigkeit des Pulsabstandes bei verschiedenen Frequenzen und Fokusradien und einer Pulsdauer von 52 ns

In Abbildung 42 wird der Verlauf der Strukturweite bei konstanter Laserfluenz und variablen Pulsabstand bei einem Fokusradius von 5,31 µm und einer Pulsdauer von 52 ns dargestellt. Mit zunehmender Laserfluenz kann bei beiden Frequenzen eine Zunahme der Strukturweite registriert werden. Des Weiteren ist eine Abnahme der Strukturweite bei Vergrößerung der Pulsabstände erkennbar. Bei einer Pulswiederholfrequenz von 250 kHz werden bei gleicher Laserfluenz größere Strukturweiten erreicht als bei 20 kHz.

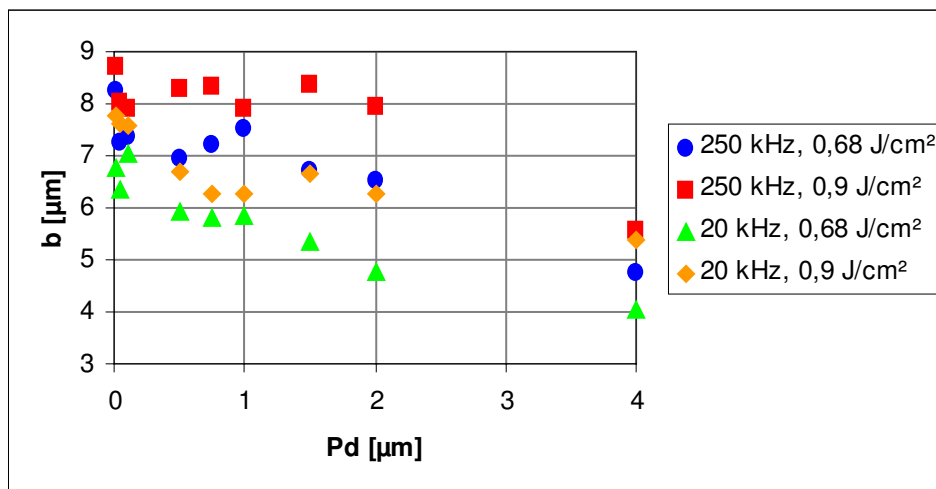


Abbildung 42: Abhängigkeit der Strukturweite vom Pulsabstand bei verschiedenen Pulswiederholfrequenzen und Laserfluenzen bei einem Fokusradius von 5,31 µm und einer Pulsdauer von 52 ns

In der Abbildung 43 werden einige Parameterkombinationen hinsichtlich ihrer Eignung zur Strukturierung bei einem Fokusradius von 5,31 µm und einer Pulsdauer von 52 ns für die beiden Frequenzen gegenübergestellt. In dem rechten Bild ist die Bearbeitung bei einer Frequenz von 20 kHz dargestellt. Dabei ist erkennbar, dass bei allen Pulsabständen die Bearbeitung bei annähernd den gleichen Laserfluenzen abbricht. Bei einer Pulswiederholfrequenz von 250 kHz, im linken Bild, ist ein Abbruch der Bearbeitung vom Pulsabstand abhängig. Je geringer der Pulsabstand desto geringer werden die Laserfluenzen bei denen noch ein Abtrag erreicht wird. Des Weiteren können bei höheren Frequenzen mehr für eine selektive Strukturierung geeignete

Parameter festgestellt werden. Da bei 250 kHz bei geringeren Fluenzen noch Abträge erreicht werden, sollte die Abtragsschwelle geringer sein. Das widerspricht der in Tabelle 10, siehe Anhang, aufgezeigten Zunahme der Abtragsschwelle bei höherer Frequenz. Dabei ist aber eine deutliche Abhängigkeit der minimalen Fluenz vom Pulsüberlapp erkennbar und damit auch der Abtragsschwelle. Damit ist bei einer Frequenz von 250 kHz ein Unterschied zwischen den Einzelpulsabtrag und einem Mehrpulsabtrag, bei hohem Pulsüberlapp, erkennbar. Die Abhängigkeit der minimal nutzbaren Laserfluenz vom Pulsabstand wird aber noch durch die Laserleistungsschwankung verstärkt. Bei den hohen Pulsabständen kommt es durch die Schwankung zu einer teilweisen Vereinzelung der Abträge und der Parameter ist damit für die selektive Strukturierung nicht geeignet. Trotz der Laserschwankung kann bei einem hohen Pulsüberlapp keine Vereinzelung innerhalb der Abtragungsspur erkannt werden.

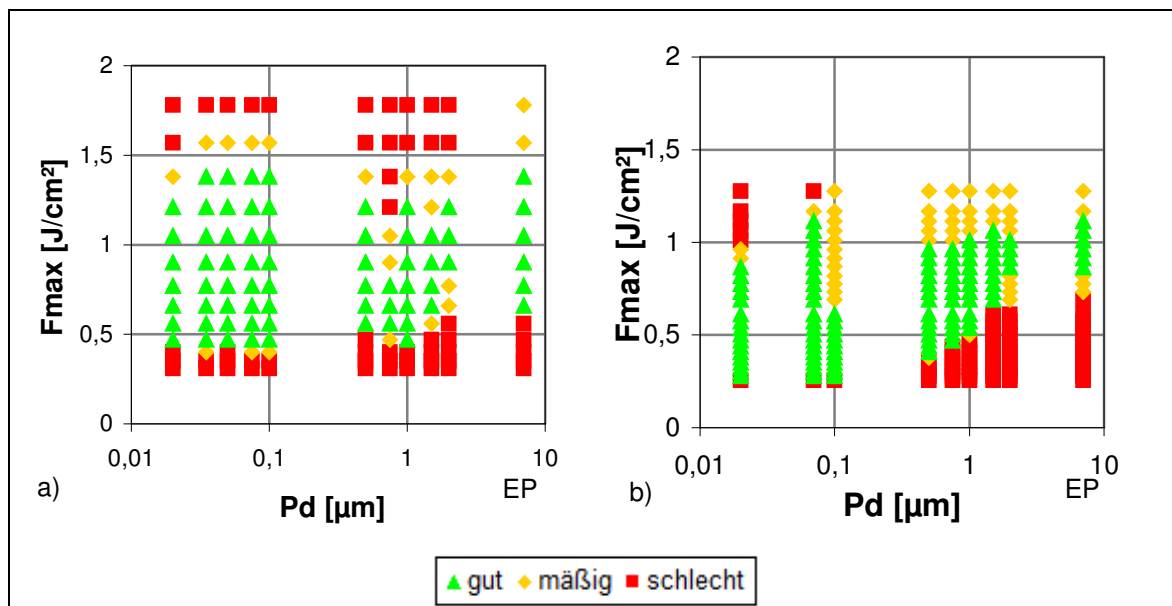


Abbildung 43: Bearbeitungsqualität bei a) 20 kHz und b) 250 kHz bei einem Fokusradius von 2,66 µm und einer Pulsdauer von 52 ns

In der Abbildung 57, siehe Anhang, werden die Bearbeitungsergebnisse bei gleichen Fluenzen für die zwei Pulswiederholfrequenzen gegenübergestellt. Bei der betrachteten Fluenz von 1,05 J/cm² kann bei einer Frequenz von 250 kHz eine erste Schädigung des Substratmaterials beobachtet werden, wohingegen bei 20 kHz ein gutes Bearbeitungsergebnis ohne sichtbare Schädigungen erreicht wird. Bei einer Fluenz von 0,66 J/cm² wird bei beiden Frequenzen ein gutes Bearbeitungsergebnis erreicht. Bei den Einzelpulsen und einer Frequenz von 250 kHz treten die Abträge jedoch schon statistisch auf und damit ist der Parameter für die Strukturierung des Schichtstapels nicht geeignet. Bei einer Frequenz von 250 kHz ist eine deutliche Zunahme der Laserleistungsschwankungen durch die Schwankung der Durchmesser der Einzelpulsabträge erkennbar. Aber auch bei den Linienabträgen ist eine deutliche Zunahme der Laserschwankungen erkennbar, so dass die Schwankungen bei einem hohen Pulsüberlapp nicht mehr vollständig kompensiert werden können und deshalb treten hier auch bei hohem Pulsüberlapp unregelmäßige Strukturränder auf. Bei der Frequenz von 250 kHz konnte eine Pulsenergieschwankung von bis zu $\pm 50\%$ festgestellt werden. Dadurch werden auch die Bearbeitungsergebnisse verschlechtert. Vor allem die Ränder der Strukturen bei einer Bearbeitung von 250 kHz sind deutlich ausgefranst. Aber bei einer Pulswiederholfrequenz von 250 kHz treten nahezu keine Schmelzperlen innerhalb der Abtragungsspur auf.

In der Abbildung 58, siehe Anhang, werden die Bearbeitungsergebnisse bei den minimal erreichbaren Strukturen bei einer Frequenz von 250 kHz dargestellt. Bis zu einem Pulsabstand von $0,1\ \mu\text{m}$ werden gute Abträge auch bei geringen Fluenzen erreicht. Bei höheren Pulsabständen kann kein ausreichender Abtrag aufgrund der Laserleistungsschwankungen erreicht werden, es kommt zu einem unregelmäßigen Abtrag, so dass keine Spur mehr erreicht wird. Bei den minimalen Strukturen mit einem Pulsabstand kleiner $0,1\ \mu\text{m}$ kann eine gute Bearbeitungsqualität erreicht werden. Auch die Einflüsse der Laserleistungsschwankungen wirken sich hierbei geringer aus, so konnte ein relativ glatter Spurrand erreicht werden. Eine hohe Frequenz kann sich somit für die Bearbeitung des spintronischen Schichtstapels positiv auswirken. Durch eine höhere Frequenz kann eine geringe Strukturbreite erreicht werden und auf die erreichbaren minimale Bearbeitungsergebnisse hat die Frequenz, bei einem hohen Pulsüberlapp, keinen Einfluss.

Der Unterschied bei der Bearbeitung ist dabei nur durch den zeitlichen Abstand der Pulse und damit der Wärmebilanz im Werkstoff erklärbar. Bei einem Abtrag durch eine Pulsüberlappung von einzelnen Laserpulsen kann sich ein Temperaturprofil innerhalb des Werkstoffs ausbilden. Bei einem geringen zeitlichen Abstand der Pulse kann sich die Temperatur innerhalb des Werkstücks durch die Wirkung der vorherigen Laserpulse kontinuierlich erhöhen. Bei einem längeren zeitlichen Abstand der Pulse kann sich der Werkstoff abkühlen. Nach einer Zeit von ca. $10\ \mu\text{s}$ kann sich der Werkstoff auf ca. $320\ \text{K}$ abkühlen. Liegt die Zeit zwischen zwei Pulsen in der Größenordnung von ca. $100\ \mu\text{s}$, so hat sich der Werkstoff auf Raumtemperatur abgekühlt, damit liegen bei hohen zeitlichen Pulsabständen gleiche thermische Bedingungen wie bei Einzelpulsen vor. [28]

Bei einer Pulswiederholfrequenz von 20 kHz beträgt der zeitliche Pulsabstand $50\ \mu\text{s}$, bei einer Frequenz von 250 kHz nur noch $4\ \mu\text{s}$. Bei einer Frequenz von 20 kHz kann eine Abkühlung des Werkstoffs zwischen zwei aufeinanderfolgenden Pulsen auf nahezu Umgebungstemperatur erfolgen. Bei einer Frequenz von 250 kHz wird der Werkstoff bei jedem Laserpuls stückweise weiter erwärmen. Durch die stufenweise Temperaturerhöhung mit jedem Laserpuls kann das Material in einem größeren Bereich auf die erforderliche Temperatur für den Abtrag gebracht werden, dadurch kann bei gleicher Laserfluenz eine größere Strukturbreite erzeugt werden. Es ist aber auch möglich bei geringen Fluenzen einen reproduzierbaren Abtrag zu erreichen. Bei einem geringen geometrischen Pulsabstand wird viel Energie an eine Stelle eingebracht, so kann auch bei geringen Laserfluenzen ein Abtrag durch die Temperaturerhöhung erreicht werden. Aber auch hier kann die maximale Intensität und damit die maximale Temperatur nur in einem kleinen Bereich des Fokusbereichs erreicht werden, damit sind die sehr kleinen Strukturbreiten erreichbar. Bei einem größeren geometrischen Pulsabstand bilden sich durch die Laserpulse lokale Temperaturmaxima aus und es kommt nicht mehr zu einer Abtragsspur, sondern zu den statistisch auftretenden Abträgen, siehe Abbildung 58 bei einem Pulsabstand von $1,5\ \mu\text{m}$ und einer Laserfluenz von $0,57\ \text{J}/\text{cm}^2$. Damit kann auch erklärt werden, warum bei geringen Pulsabständen eine viel geringere Laserfluenz für die gezielte Bearbeitung möglich ist, als bei hohen Pulsabständen. Durch die verringerte Puls zu Puls Stabilität des Lasers bei 250 kHz, siehe Abbildung 48, ist eine Untersuchung bei einer Verringerung der internen Leistung nicht möglich.

5.6. flächenhafter Abtrag

Einen weiteren Einfluss auf die Strukturierung haben die minimal erreichbaren Stegbreiten zwischen den erzeugten Strukturen. Die wichtigsten Parameter des Flächenabtrags werden in Abbildung 44 schematisch dargestellt.

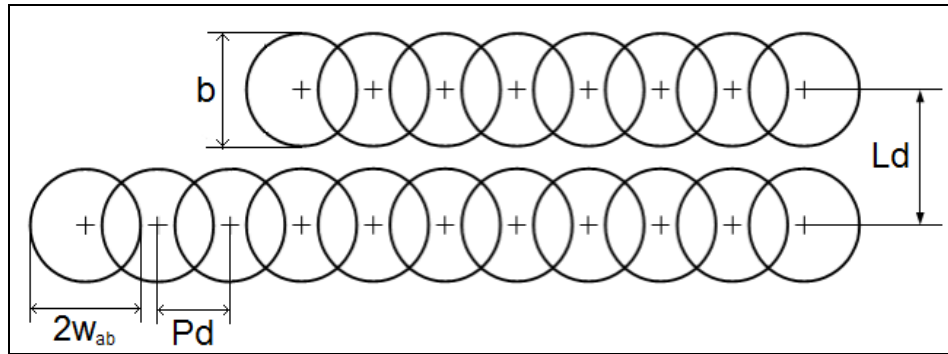


Abbildung 44: schematische Darstellung des Linienabtrages

Aufgrund der Strahlpositionsschwankung ist eine gezielte Ermittlung der Stegbreiten schwierig, da der Bereich, ab dem die Stege instabil werden, nicht erreicht wird. Durch die Schwankungen der Laserstrahlposition kommt es auch bei hohen Linienabständen zu stark unterschiedlichen Stegbreiten bis hin zur teilweisen Überlappung der Spuren. Einen weiteren negativen Einfluss auf die Untersuchung der minimal erreichbaren Stegbreite hat der Schmelzwall um die Struktur. Durch eine Wärmeableitung in die umliegenden dünnen Stege kann es zur Erwärmung des Schichtstapels kommen, wodurch Diffusionsprozesse begünstigt werden. Eine teilweise Vermischung der Schichten jedoch kann zu veränderten magnetischen und elektrischen Eigenschaften des spintronischen Schichtstapels führen, die die Funktionalität beeinflussen können. Für die Strukturierung kann auch der Schmelzwall eine geeignete Trennung zweier benachbarter Strukturen darstellen. Für die Anwendung des Schichtstapels ist eine Trennung der Abtragsspuren nur durch den Schmelzwall aber nicht möglich, da die Stege als Leiterbahnen dienen und die Eigenschaften des spintronischen Materials enthalten sollen, was bei dem Schmelzwall durch die Durchmischung der Schichten nicht der Fall ist.

In der Tabelle 4 werden beispielhaft die mittleren minimalen Stegbreiten für einen Fokusradius von $4,71 \mu\text{m}$ und einer Pulsdauer von $37,6 \text{ ns}$ bei zwei verschiedenen Pulsabständen angeben. Dabei ist s_{Steg} die Stegbreite zwischen zwei Spuren, siehe Abbildung 45 a ohne den Schmelzwall und s_{Schmel} ist die Breite der Trennung der Strukturen nur durch den Schmelzwall, Bild b.

$Pd [\mu\text{m}]$	$F_{\text{max}} [\text{J}/\text{cm}^2]$	$s_{\text{Steg}} [\mu\text{m}]$	$s_{\text{Schmel}} [\mu\text{m}]$
3	0,77	1,23	0,69
3	0,9	1,31	0,89
3	1,12	1,10	0,75
0,05	0,65	0,86	1,47
0,05	0,77	0,99	1,09
0,05	0,9	1,17	1,28
0,05	1,12	/	1,26

Tabelle 4: durchschnittlich erreichbare Stegbreiten bei einem Fokusradius von $4,71 \mu\text{m}$ und einer Pulsdauer von $37,6 \text{ ns}$

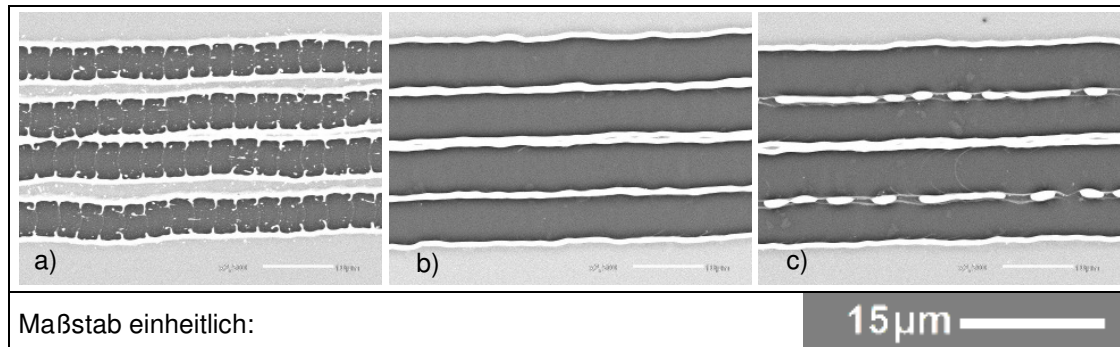


Abbildung 45: Abbildungen zur Stegbreite bei einem Fokusradius von 4,71 µm und einer Pulsdauer von 37,6 ns bei a) $F_{\max} = 0,77 \text{ J/cm}^2$, $P_d = 3 \text{ µm}$, $L_d = 6,75 \text{ µm}$ b) $F_{\max} = 0,9 \text{ J/cm}^2$, $P_d = 0,05 \text{ µm}$, $L_d = 7 \text{ µm}$ c) $F_{\max} = 0,9 \text{ J/cm}^2$, $P_d = 0,05 \text{ µm}$, $L_d = 6,75 \text{ µm}$

Die in der Tabelle 4 angegebenen Werte sind eine Mittlung über die stark unterschiedlichen Stegbreiten und es wurden hier nur die Linienabstände berücksichtigt, bei dem auch durch die Schwankung keine Unterbrechungen der Stege entstehen. Damit lässt sich vermuten, dass für glatte Spurränder eine deutlich geringere Stegbreite erreicht werden kann. Die Unerbrechung der Stege wird in Bild c) dargestellt.

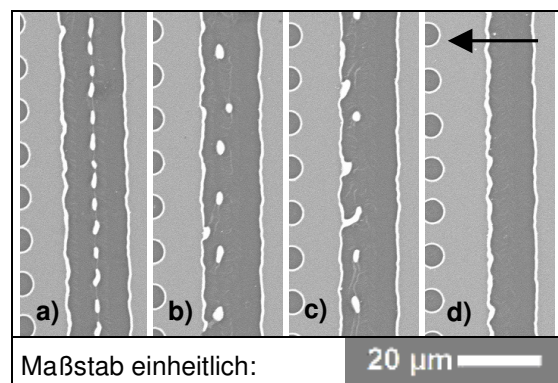


Abbildung 46: Abbildungen zum Flächenabtrag bei $w_{86} = 4,71 \text{ µm}$, $\tau_p = 37,6 \text{ ns}$, $F_{\max} = 0,9 \text{ J/cm}^2$ und einem Linienabstand von a) 4,9 µm, b) 4,3 µm, c) 4 µm, d) 3,4 µm, der eingezeichnete Pfeil gibt die Linienvorschubrichtung an

Wird der Linienabstand zwischen den Spuren weiter verringert so kommt es zu einem Flächenabtrag. Der Verlauf wird in Abbildung 46 dargestellt. Eine Auffälligkeit dabei ist, dass Teile des Schmelzwalls immer in der Mitte der Fläche zurückbleiben obwohl 4 Spuren mit konstantem Linienabstand nebeneinander gesetzt wurden, Bild a. Durch eine Verringerung des Linienabstandes werden die Reste des Schmelzwalls langsam aus der Bearbeitungsspur durch die nachfolgenden Laserpulse der benachbarten Spur herausgedrückt, Bild b und c und lagern sich schließlich am Rand der Spur ab. Damit zeigt der in der Spur verbliebene Schmelzwall ein ähnliches Verhalten, wie die Schmelztröpfchen in Kapitel 5.4.1. Damit bildet sich aber ein deutlich breiter Schmelzwall an der linken Kante der Spur, siehe Bild d. Damit kann gezeigt werden, dass es trotz der Ausbildung des Schmelzwalls ein flächenhafter Abtrag ohne Rückstände in der Spur möglich ist, solange die Fläche klein bleibt. Bei wesentlich größeren Flächen kann es dazu kommen, dass der ganze Schmelzwall nicht mehr ausreichend transportiert werden kann. Damit verbleiben Schmelzreste innerhalb der Fläche. Bei höheren Fleunzen können zwar die Schmelzreste innerhalb der Fläche verdampft werden [29], dabei wird aber bei dem untersuchten Schichtmaterial das Substrat geschädigt.

5.7. Funktionstest

Die Untersuchung der Funktionalität der Schichten wurde mit Hilfe einer Nano-Moke Messung untersucht. Bei der Moke Messung wird der magneto-optische Kerr-Effekt ausgenutzt. Damit kann eine Hysteresekurve des untersuchten Materials wie es in Abbildung 47 dargestellt wird, aufgenommen werden. Zur Untersuchung der Funktion der Schichten wurde ein Testfeld mit einer Verringerung des Linienabstandes zwischen den Spuren bei einem Pulsabstand von $1,5\text{ }\mu\text{m}$, einem Fokusradius von $3,22\text{ }\mu\text{m}$, einer Pulsdauern von $37,6\text{ ns}$ und einer Fluenz von $0,9\text{ J/cm}^2$ erstellt.

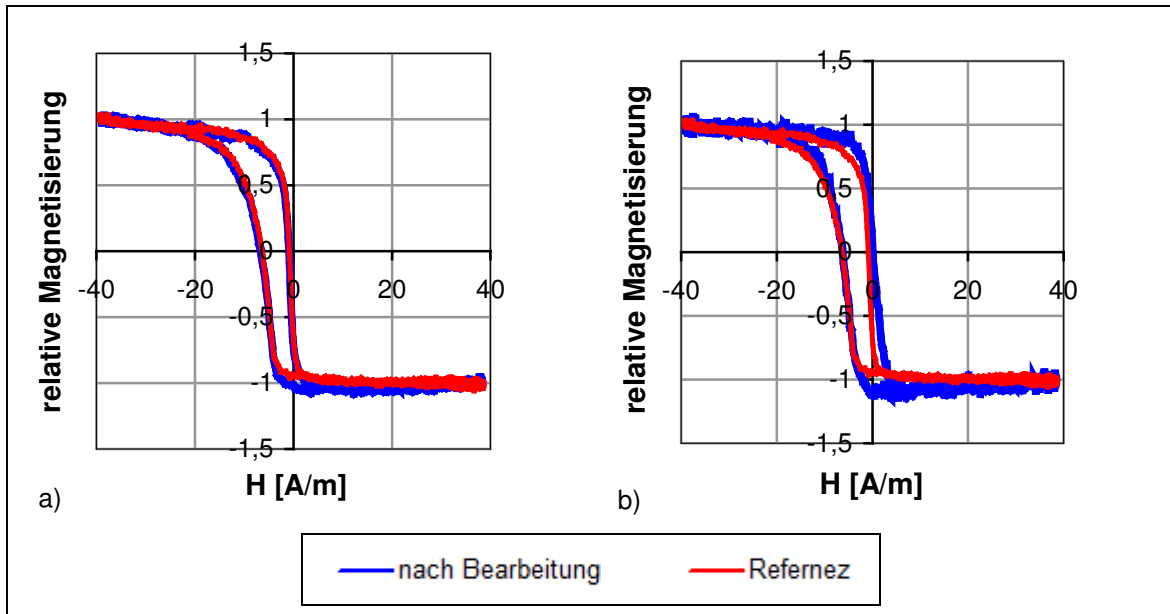


Abbildung 47: Hysteresekurven bei a) $45\text{ }\mu\text{m}$ und b) $5\text{ }\mu\text{m}$ Stegbreite

In der Abbildung 47 werden die Hysteresekurven für eine Stegbreite von ca. $45\text{ }\mu\text{m}$ und einem Stegbreite von $5\text{ }\mu\text{m}$ zusammen mit der Referenzmessung gegenübergestellt. Die Referenzmessung erfolgte auf einem vom Laser unbeeinflussten Bereich der Probe, dabei ist deutlich die Verschiebung der Hysteresekurve entlang der Magnetfeldachse erkennbar. Damit ist auf der Probe ein Exchange Bias vorhanden. Bei der Untersuchung einer Stegbreite von $45\text{ }\mu\text{m}$ ist keine Veränderung der Hysteresekurve erkennbar, wohingegen bei einer Stegbreite von $5\text{ }\mu\text{m}$ eine geringe Abweichung erkennbar ist. Damit wird bei der geringen Stegbreite das umliegende Material durch die Laserbearbeitung beeinflusst. Die nur geringe Abweichung könnte aber wiederum durch die Laserschwankungen und den Schmelzwall um die Spur erzeugt wurden sein. Durch die Schwankungen des Lasers wird die Stegbreite aber stellenweise noch stark verringert und es kann dazu kommen, dass sich die Schmelzränder zweier benachbarter Spuren berühren und damit kein Steg dazwischen mehr vorhanden ist.

Aus den Untersuchungen der Funktionalität der Schichten kann gezeigt werden, dass die thermische Beeinflussung des umliegenden Schichtmaterials trotz Ausbildung eines Schmelzwalls gering ist, da die Verschiebung der Hysteresekurve nach der Bearbeitung erhalten bleibt. Des Weiteren kann eine zu starke Durchmischung der Schichten durch Diffusionsprozesse ausgeschlossen werden, da der Exchange Bias Effekt nur auftritt wenn die Durchmischung der Schichten gering ist, also eine Trennung der ferromagnetischen und antiferromagnetischen Schicht vorliegt. Damit kann gezeigt werden, dass die Laserstrukturierung auf die Anwendung der spintronischen Schichten keinen Einfluss hat.

6. Zusammenfassung und Ausblick

Der für die Untersuchungen verwendete Laser ist für die Aufgabenstellung ungeeignet. Durch die geringe Puls zu Puls Stabilität ist eine Bearbeitung in der Nähe der Abtragsschwelle nicht möglich, da die Schwellfluenz stellenweise unterschritten und damit ein unregelmäßiger Abtrag erreicht wird. Des Weiteren hat auch die Strahlpositionsschwankung einen Einfluss auf die erreichbaren Strukturbreiten. Vor allem bei einem hohen Pulsüberlapp führt die Positionsschwankung zu einer Strukturverbreiterung. Mit dem verwendeten Lasersystem können demnach die minimal möglichen Strukturen nicht erreicht werden.

Es konnte eine selektive Strukturierung des spintronischen Schichtstapels erreicht werden. Es konnten gute Bearbeitungsergebnisse erreicht werden, d.h. der Schichtstapel konnte vollständig abgetragen werden, wobei das Substratmaterial nicht geschädigt wurde. Die minimal erreichbaren Strukturbreiten liegen dabei im Bereich von 1-3 μm . Die minimal erreichbaren Stegbreiten und damit die minimale Breite der Leiterbahnen konnte aufgrund der Laserschwankung nicht untersucht werden. Bei allen untersuchten Parametern kam es aber zu einer Ausbildung eines Schmelzwalls um die Spur. Zum Teil konnten auch innerhalb der Spur Schmelzperlen nachgewiesen werden, die aber durch einen hohen Pulsüberlapp oder eine höhere Laserfluenz beseitigt werden können. Die magnetischen Eigenschaften des spintronischen Schichtstapels werden durch die Laserbearbeitung nicht beeinflusst, damit bleibt die Funktionalität erhalten. Damit kann eine hohe thermische Belastung der Stege, sowie eine Durchmischung des Schichtstapels durch Diffusionsprozesse auch bei geringen Spurbständen weitgehend ausgeschlossen werden. Der auftretende Schmelzwall bildet aber aufgrund ihrer Ausdehnung eine günstigere elektrische Leitung als die dünnen Schichten, wodurch der Einsatz stark beeinflusst wird. Auch die Tröpfchenbildung wirkt sich negativ auf einen Einsatz aus, da die metallischen Tröpfchen elektrisch leitfähig sind, kann es zu einer Elektromigration und dadurch zu einem Ausfall des Bauteils kommen. Außerdem könnte sich jedoch die Höhe des Schmelzwalls für die Weiterbearbeitung als problematisch erweisen, z.B. bei einer elektrischen Kontaktierung durch Bonden. Damit ist die untersuchte Laserstrukturierung besonders für die spintronischen Schichten nicht geeignet.

Für eine genaue Bestimmung der minimalen Strukturbreiten und vor allen der minimalen Stegbreiten sollten die Untersuchungen nochmals mit einem für die Bearbeitung geeignetem Laser durchgeführt werden. Der Laser sollte eine geringere maximale Laserleistung aufweisen und stabiler laufen.

Da die minimal erreichbaren Strukturbreiten direkt vom Fokusedurchmesser abhängig sind, kann eine Untersuchung mit noch geringen Fokusradien erfolgen, dabei muss aber sichergestellt werden, dass es nicht, wie beschrieben, zu einer Schwankung der Fokusebene kommt.

Außerdem ist eine genauere Untersuchung des Einflusses der verwendeten Pulswiederholfrequenz notwendig. Dabei sollten aber Frequenzen gewählt werden, bei denen ein stabiler Laserbetrieb möglich ist.

Bei allen untersuchten Laserparametern konnte ein nahezu konstanter Schmelzwall um die Strukturen festgestellt werden. Es ist daher nötig den Schmelzwall und eine mögliche Abhängigkeit des Volumens des Schmelzwalls von den Laserparametern genauer zu untersuchen. Des Weiteren könnte eine Bearbeitung mit noch kürzere Pulsdauern im ps-Bereich untersucht werden und deren Einfluss auf den sich ausbildenden Schmelzwall.

V. Literaturverzeichnis

- [1] www.physik.uni-kl.de/aeschlimann/lectures/Mag_WS0708/Hauptseminar/MichaelVogel_spintronics.pdf. Verfügbar am 04.07.2011
- [2] Weikert, M.: Laser in der Materialbearbeitung Forschungsberichte des IFSW: Oberflächenstrukturierung mit ultrakurzen Pulsen. München: Herbert Utz Verlag, 2005
- [3] www.weltderphysik.de/de/1383.php. Verfügbar am 04.07.2011
- [4] www.ph2.uni-koeln.de/uploads/media/Caspers-Spintronics.pdf. Verfügbar am 04.07.2011
- [5] www.imt.tu-bs.de/imt/projekte/backup/Strukturierung%20von%20Membranen. Verfügbar am 31.05.2011
- [6] Bremus-Köbberling, Elke: Strukturierung und Modifikation von Polymeren mit UV-Laserstrahlung für Life Science Anwendungen, Dissertation, Aachen. 2004
- [7] www.imt.tu-bs.de/imt/projekte/Backup/Strukturierung%20von520Si%20und%20NiTi. Verfügbar am 13.05.2011
- [8] Hügel, Helmut: Strahlwerkzeug Laser: Eine Einführung. Stuttgart: Teubner-Verlag, 1992
- [9] Ihlemann, Jürgen; ...: Periodische Oberflächenstrukturen auf Metallen und Halbleitern durch UV-Femtosekunden- und Pikosekunden-Laserstrahlung, Laser-Laboratorium Göttingen e.V., 2011
- [10] Stelzmann, Christian: Materialbearbeitung mit ultrakurzen Pulsen, Vortrag im Rahmen des Oberseminars über Laser-Materie Wechselwirkung an der Heinrich-Heine-Universität Düsseldorf, 2004
- [11] Kompakte Femtosekundenlaser für OEM Anwendungen: Vortrag zur 1. Aachener Ultrakurzpuls-Laser-Workshop, 2011
- [12] www.uni-protokolle.de/nachrichten/id/4324/ „Der Meißel der Nanostrukturierung: Lichtpulse aus dem Femtosekundenlaser“ Laser Zentrum Hannover e.V. verfügbar am 17.07.2002
- [13] www.ilt.fraunhofer.de/de/publikationen-und-presse/jahresberichte/2009-s101.html. Verfügbar am 13.05.2011
- [14] Hänel, Jens ...: R2R Lasertechnologie für organische Elektronik und Photovoltaik. In: Scientific Reports. –Mittweida: Wissenschaftliche Zeitschrift der Hochschule Mittweida (FH). –(2009), S. 79-81
- [15] Franke, Volker; Klotzbach, Udo: Anwendungen Faserbasierter UV-Ultrakurzpuls-Laser in der Mikromaterialbearbeitung. In: Scientific Reports. –Mittweida: Wissenschaftliche Zeitschrift der Hochschule Mittweida (FH). –(2009), S.82-85

- [16] Berthold Isabel: Strukturierung spintronischer Nanometerschichtstapel mittels ultrakurzer Laserpulse, Praxisbericht, Mittweida, 2011
- [17] Huber, Heinz: Effizienzsteigerung bei der Produktion von Dünnschichtsolarzellen durch die Strukturierung mittels Ultrakurzpuls-Laser mit industrieller Prozessgeschwindigkeit, Forschungsbericht, München, 2011
- [18] www.science.com/science/article/pii/S0169433209009714. verfügbar am 31.05.2011
- [19] Fleischmann, Claudia: Erzeugung und Beeinflussung der Topographie periodischer Mikrostrukturen unter Nutzung der Laserinterferenztechnik mittels Femtosekundenpulsen, Dissertation, Zwisskau, 2005
- [20] VDI-Technologiezentrum Physikalische Technologien (Hrsg.): Materialbearbeitung mit Excimerlasern. Düsseldorf: VDI, 1998
- [21] AVIA- 355-20/355-23 Laser Operator's manual, Coherent, 2007
- [22] Datenblatt Laser AVIA 355-23 der Firma Coherent, 2010
- [23] Pedrotti, Frank L. ... : Optik für Ingenieure: Grundlagen. -2. Aufl.- Berlin: Springer-Verlag, 2002
- [24] Treiber, Hanskarl: Lasertechnik. -2. erweiterte Aufl.- Stuttgart: Frech-Verlag, 1985
- [25] Eichler, Jürgen; Eichler, Hans, J.: Laser: Bauformen, Strahlführung, Anwendungen: -3. völlig neubearbeitete und erweiterte Aufl.- Springer-Verlag, 1998
- [26] Yamanaka, C. (Hrsg.): Short-Wavelength Lasers and their Applications. Berlin: Springer-Verlag, 1988
- [27] Rudolph, Pascale: Physikalische Chemie der Laser-Material-Wechselwirkung mit Ba-Al-Borsilikatglas, AlN, SiC, SiC-TiC-TiB₂, Dissertation, Berlin, 2001
- [28] Fischer, Andreas: Theoretische und experimentelle Beiträge zur selektiven Lasermaterialbearbeitung, Dissertation, Mittweida, DDR. 1984
- [29] Zscherpe, G.: Abschlussbericht G4 zum Forschungsthema Lasermaterialbearbeitung, Mittweida, 1980
- [30] Brunner, Witlof; Junge, Klaus: Wissensspeicher Lasertechnik: -2.neubearbeitete Aufl.- Leipzig: VEB Fachbuchverlag, 1987
- [31] Hügel, Helmut; Graf, Thomas: Laser in der Fertigung: Strahlquellen, Systeme, Fertigungsverfahren. -2. neu bearbeitete Aufl.- Wiesbaden: Springer-Verlag, 2009
- [32] Bonse, J. ...: Femtosecond laser ablation of silicon-modification thresholds and morphology: - 1.Aufl.- Berlin: Springer-Verlag, 2001

- [33] Mannion, P:T., ...: The effect of damage accumulation behaviour on ablation thresholds and damage morphology in ultrafast laser micro-machining of common metals in air. In: Applied Surface Science (2004), S. 275-287
- [34] www.oxfordlaser.com/files/science%20direct%20sdarticle.pdf. Verfügbar am 07.11.2011
- [35] http://scitation.aip.org/journals/doc/JAPIAU-ft/vol_94/iss_5/3612_1.html. Verfügbar am 07.11.2011
- [36] iopscience.iop.org/1742-6596/59/1/092/pdf/jpconf7_59_092.pdf. Verfügbar am 07.11.2011
- [37] Wagner, Ralph: Erzeugung von periodischen Subwellenlängenstrukturen und Wellenleitern in Dielektrika mit Laserstrahlung ultrakurzer Pulsdauer, Dissertation, Düsseldorf. 2008
- [38] Horst Exner: Beiträge zur laserinduzierten Flüssigphasenausheilung von ionenimplantiertem Silizium, Dissertation, Mittweida, DDR. 1984
- [39] www.wundersamessammelsorium.info/warmes/leidenfrost/index.html. Verfügbar am 01.11.2011
- [40] <http://ischuller.ucsd.edu/research/EB-Fig1.jpg>, verfügbar am 18.12.2011
- [41] Janzen, Christian: Untersuchungen zur Synthese von Eisenoxid-Nanopartikeln in der gasphase, Dissertation, Duisburg, 2002
- [42] Hochstrat, Andreas: Extrinsicische Kontrolle des Exchange Bias in Metall-Isolator Heteroschichten, Dissertation, Duisburg-Essen, 2007
- [43] www.environmentalchemistry.com/yogi/periodic/Si.html
- [44] www.environmentalchemistry.com/yogi/periodic/Ta.html
- [45] Adachi, Sadoo: Optical Constants of crystalline and amorphous Semiconductors: Numerical Data and Graphical Information. Kluwer Academic Publisher, 1999
- [46] www.filmetrics.de/refractive-index-database/Ta/Tantallum. Verfügbar am 20.07.2011
- [47] Liu, J.: Simple technique for measurements of pulsed Gaussian-beam spot sizes. In: Optical Letters. Vol. 7, No. 5, 1982

Anhang

Interne Leistung [%]	Pulsdauer τ_p [ns]	Leistung P [W]	Leistung mit Strahlaufweiter P [W]
100	31,6	5,56	5,52
75	37,6	3,45	3,35
50	52	1,48	1,43
25	77,6	0,31	0,28
10	85,6	0,2	0,18

Tabelle 5: Pulsdauer und Laserleistung auf der Probenoberfläche bei verschiedenen internen Leistungseinstellungen

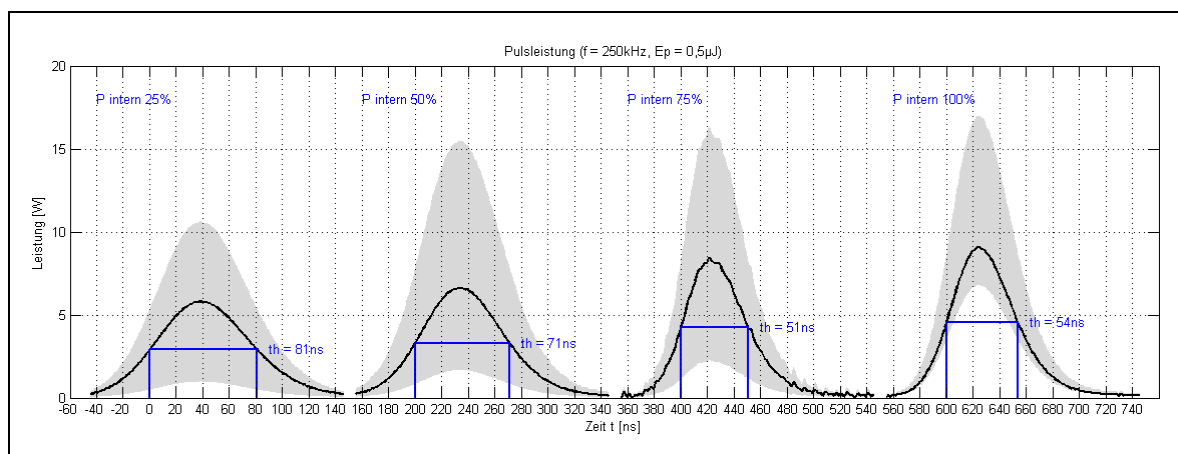


Abbildung 48: Pulsform bei 250 kHz und einer Pulsenergie von 0,5 μJ bei verschiedenen internen Leistungseinstellungen, des weiteren ist die Schwankung der Laserleistung grau hinterlegt

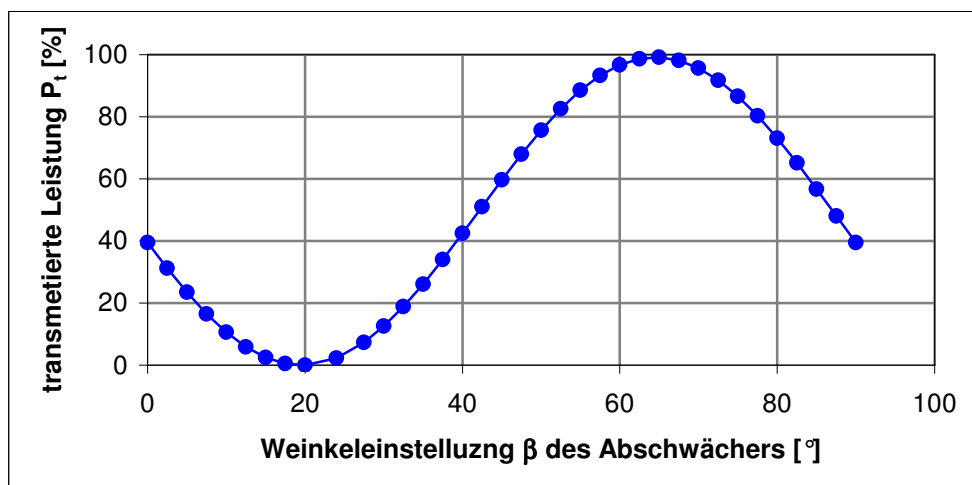


Abbildung 49: Transmissionskurve des polarisierenden Strahlteilers

w_{86} [μm]	τ_p [ns]	E [nJ]	Δz [μm]	F_{th} [J/cm^2]
8,712	31,6	1225	500	0,59
8,712	37,6	1145	450	0,60
8,712	52	1169	400	0,67
5,313	31,6	300,3	75	0,60
5,313	37,6	280,5	57,5	0,59
5,313	52	364,9	120	0,61
5,313	77,6	384,6	80	0,75
4,707	31,6	1546,7	425	0,56
4,707	37,6	1127,8	320	0,66
4,707	52	1009,5	285	0,71
4,707	77,6	633,3	200	0,72
3,223	31,6	178,4	38	0,84
3,223	37,6	144,8	37	0,69
3,223	52	130,4	34	0,65
3,223	77,6	191,0	41	0,87
2,989	31,6	521,6	125	0,71
2,969	37,6	596,6	135	0,71
2,911	52	411,7	100	0,77
2,855	77,6	551,9	125	0,71
2,658	31,6	132,1	6	1,15
2,658	37,6	96,3	5	0,85
2,658	52	77,8	11,5	0,62
2,658	77,6	98,7	12	0,78

Tabelle 6: Abtragsschwellen, abgeschätzt aus der Fokussuche bei verschiedenen Fokusradien und Pulsdauern

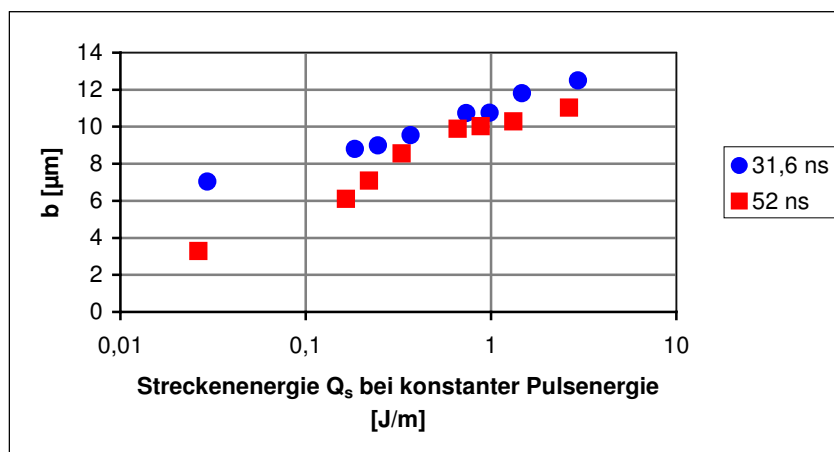


Abbildung 50: Strukturweite in Abhängigkeit der Streckenenergie bei konstanter Pulsenergie bei einem Fokusradius von 8,71 μm und zwei verschiedenen Pulsdauern

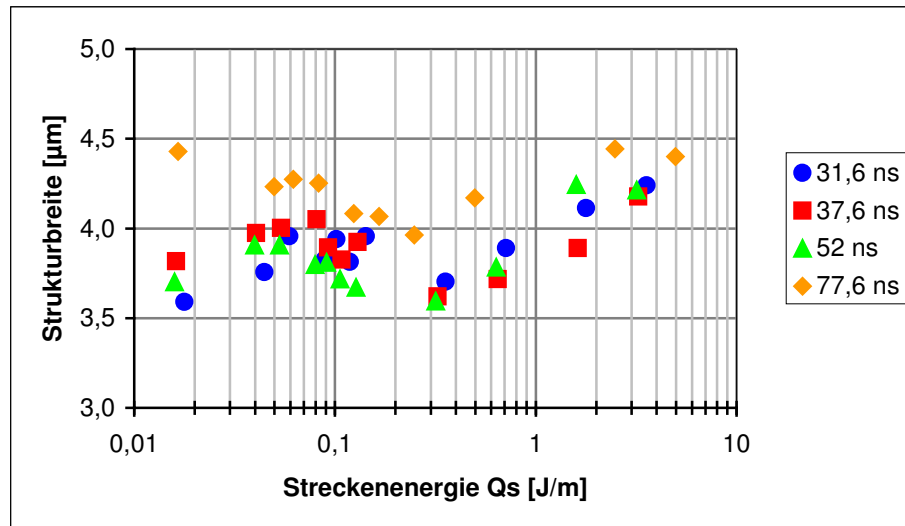


Abbildung 51: erreichbare Strukturbreite in Abhängigkeit der Streckenenergie bei konstanter Pulsenergie bei einem Fokusradius von 2,66 μm und verschiedenen Pulsdauern

w_{86} [μm]	τ_p [ns]	F_{th} [J/cm^2]	I_{th} [MW/cm^2]	w_{86} berechnet [μm]
8,71	31,6	0,44	13,92	8,21
	37,6	0,5	13,30	8,11
	52	0,62	11,92	8,43
5,31	31,6	0,54	17,09	5,68
	37,6	0,5	13,30	5,51
	52	0,56	10,77	5,12
	77,6	0,62	7,99	5,17
4,71	31,6	0,58	18,35	4,73
	37,6	0,6	15,96	4,88
	52	0,53	10,19	4,61
	77,6	0,57	7,35	5,5
3,22	31,6	0,76	24,05	3,66
	37,6	0,61	16,22	3,42
	52	0,6	11,54	3,39
	77,6	0,68	8,76	3,15
2,99	31,6	0,8	25,32	3,67
2,97	37,6	0,61	16,22	3,14
2,91	52	0,63	12,12	3,13
2,86	77,6	0,67	8,63	2,82
2,66	31,6	0,79	25,00	2,29
	37,6	0,66	17,55	2,46
	52	0,5	9,62	1,57
	77,6	0,32	4,12	1,51

Tabelle 7: Abtragschwellen und berechneter Fokusradius des Einzelpulsabtrags bei verschiedenen Pulsdauern und Fokusradien

W_{86} [μm]	τ_p [ns]	F_{max} [J/cm^2]	$D_{\text{eff}\varnothing}$ [μm]	F_{max} [J/cm^2]	D_{effmin} [μm]
8,71	31,6	0,49	3,19	0,49	1,62
	37,6	0,56	4,58	0,56	4,17
	52	0,55	3,28	0,55	1,34
	77,6				
5,31	31,6	0,65	1,3	0,65	0,78
	37,6	0,61	1,81	0,59	0,61
	52	0,65	2,65	0,62	0,84
	77,6	0,78	3,77	0,73	1,92
4,71	31,6	0,78	4,26	0,78	3,97
	37,6	0,76	3,23	0,76	2,96
	52	0,84	4,36	0,84	3,89
	77,6	0,71	3,67	0,71	1,19
3,22	31,6	1,04	1,71	1,03	0,68
	37,6	0,92	0,87	0,8	0,41
	52	0,71	1,44	0,69	0,53
	77,6	1	2,98	0,95	2,3
2,99	31,6	1,02	1,64	1,02	1,04
2,97	37,6	0,84	1,98	0,83	0,67
2,91	52	0,8	1,87	0,78	1,02
2,86	77,6	0,89	2,52	0,83	1,45
2,66	31,6	1,21	1,43	1,21	1,03
	37,6	0,84	0,93	0,83	0,34
	52	0,65	1,12	0,65	0,62
	77,6	0,69	1,67	0,76	1,3

Tabelle 8: minimal erreichbare Abtragsdurchmesser bei verschiedenen Pulsdauern und Fokusradien

W_{86} [μm]	τ_p [ns]	F_{max} [J/cm^2]	Pd [μm] / b [μm]				F_{max} [J/cm^2]	Pd [μm] / b [μm]			
			0,05	0,5	1	3		0,05	0,5	1	3
5,31	31,6	0,67	7,03	6,26	6,3	4,47	0,9	8,37	7,81	7,36	6,47
	37,6		7,27	5,96	5,87	4,98		8,07	7,23	7,29	6,8
	52		6,77	5,92	5,84	4,92		7,62	6,71	6,28	5,89
	77,6		6,61	5,51	5,11	/		5,97	5,96	5,51	5,84
4,71	31,6	1,5	7,77	7,66	7,11	7,5	0,9	7,08	6,58	6,27	6,1
	37,6		7,07					6,78	6,04	6,13	5,83
	52		7,86	7,53	6,87	7,65		6,79	6,17	6,14	5,3
	77,6		7,24	6,26	6,43	6,5		5,67	5,37	4,92	/
2,91	31,6	1,5	4,72	4,35	4,16	4,21	0,9	3,65	3,16	3,02	/
	37,6		4,5	4,05	4,08	4,32		4,68	3,69	3,76	3,7
	52		4,83	4,51	4,61	4,7		4,46	3,78	4,09	4,12
	77,6		4,03	3,77	3,62	3,36		3,37	2,91	3,69	3,36

Tabelle 9: erreichte Strukturbreiten bei verschiedenen Fokusradien und Pulsdauer bei ausgewählten Fluenzen

		20 kHz		250 kHz	
w_{86} [μm]	P_d [μm]	F_{th} [J/cm^2]	$w_{86\text{berechn.}}$ [μm]	F_{th} [J/cm^2]	$w_{86\text{berechn.}}$ [μm]
2,66	0,02	0,19	1,73	0,34	2,26
	0,5	0,2	1,6	0,41	2,05
	1,5	0,27	1,71	0,33	1,87
	Einzelpulse	0,3	1,65	0,48	2,06
5,31	0,02	0,27	4,9	0,16	4,62
	0,5	0,34	5,19	0,31	5,63
	1,5	0,39	5	0,35	5,99
	Einzelpulse	0,56	5,12	0,38	4,37

Tabelle 10: Vergleich der bestimmten Abtragsschwellen bei 20 und 250 kHz und einer Pulsdauer von 52 ns bei verschiedenen Fokusradien

		20 kHz		250 kHz	
w_{86} [μm]	P_d [μm]	b_{eff} [μm]	b_{min} [μm]	b_{eff} [μm]	b_{min} [μm]
2,66	0,02	2,23	2,14	1,39	1,13
	0,07	2,06	1,71	1,26	1,05
	0,1			1,27	1,05
	0,5	2,03	1,98	1,5	1,23
	0,75	1,83	1,76	1,57	1,44
	1	1,93	1,83	2,18	1,98
	Einzelpulse	1,32	1,18	1,89	1,48
5,31	0,02	6,51	5,52	4,92	3,94
	0,07	5,77	5,52	4,52	4,38
	0,1	6,46	5,01	4,17	3,6
	0,5	6,26	4,38	4,8	4,61
	0,75	6,36	4,13	5,36	5,16
	1	6,3	5,32	5,38	5,26
	Einzelpulse	2,46	1,3	4,02	3,62

Tabelle 11: minimal erreichte Strukturbreiten bei 20 und 250 kHz bei verschiedenen Fokusradien und Pulsabständen bei einer Pulsdauer von 52 ns

Element	λ [nm]	E [eV]	R	α [cm^{-1}]	q_s [kJ/mol]	q_v [kJ/mol]	ρ [g/cm^3]	M [g/mol]
Si	355	3,5	0,6	10^5	46,4	439	2,33	28,09
Ta	355	3,5	0,77	$5,76 \cdot 10^5$	31,4	753,1	16,65	180,95

Tabelle 12: Materialkennwerte zur Berechnung der Abtragsschwelle [43,44,45,46]

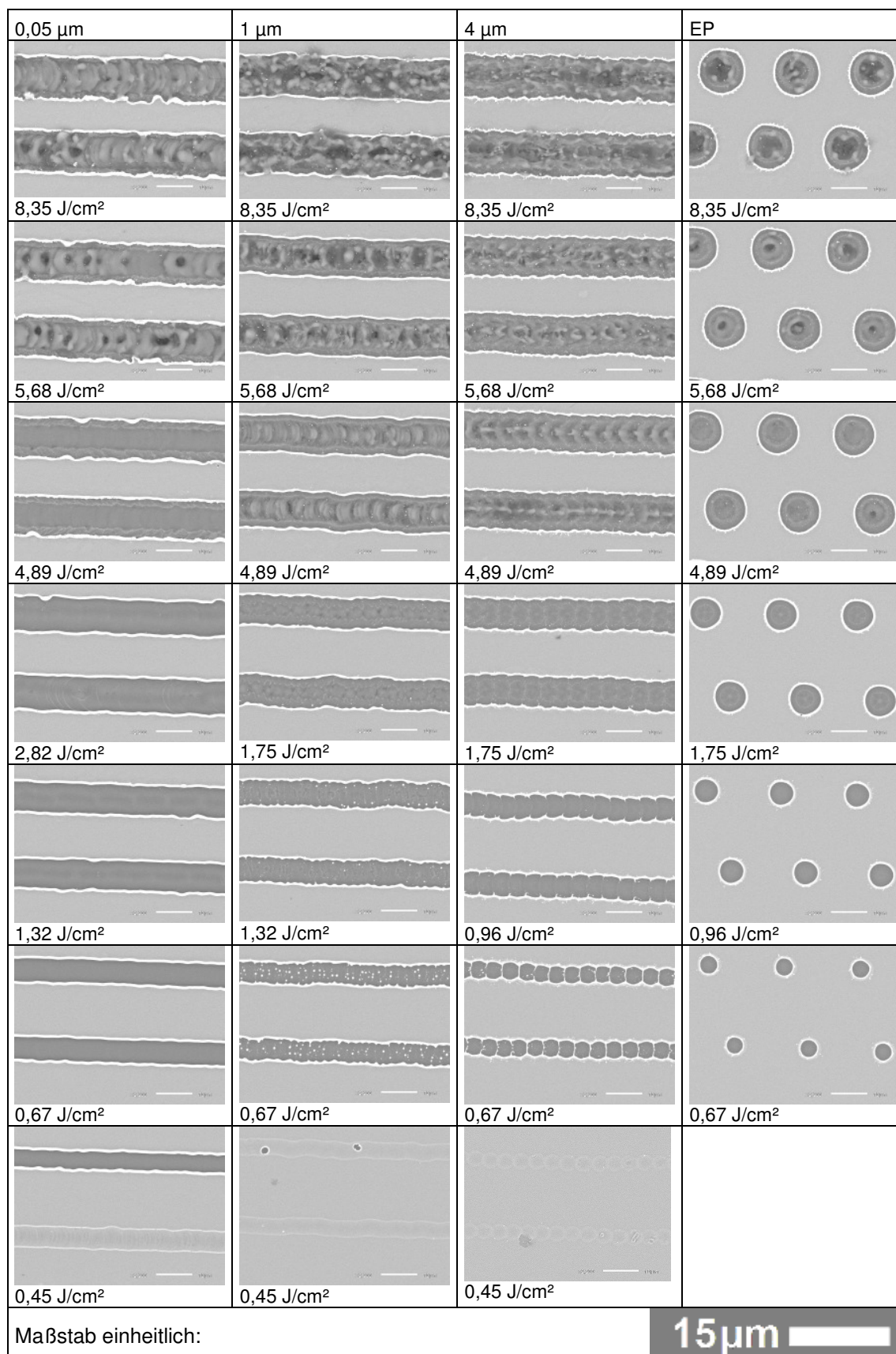


Abbildung 52: Bearbeitungsergebnisse bei einem Fokusradius von 4,71 μm einer Pulsdauer von 31,6 ns bei verschiedenen Fluenzen und Pulsabständen

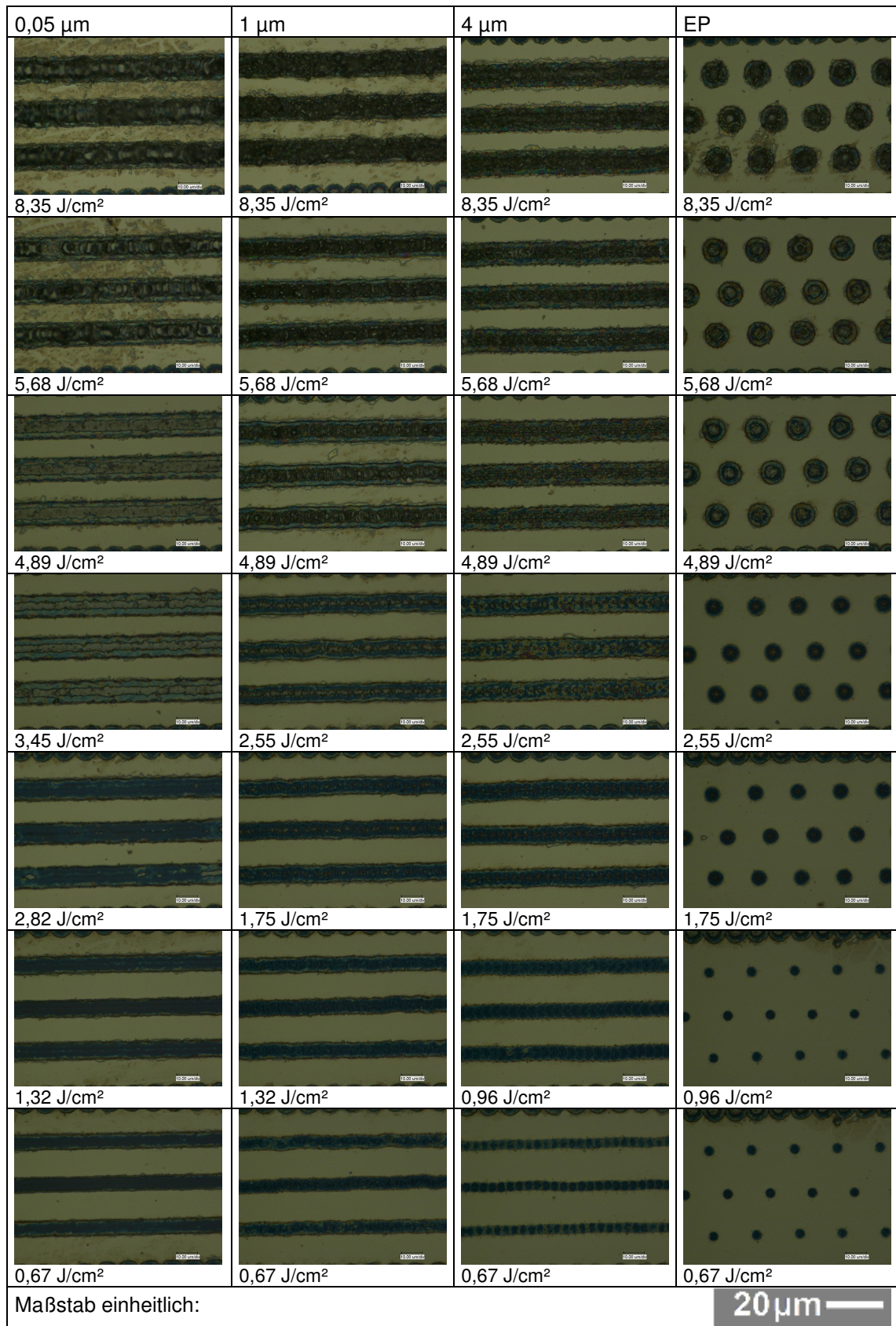


Abbildung 53: Digitalmikroskopaufnahme der Bearbeitungsergebnisse bei einem Fokusradius von 4,71 μm , einer Pulsdauer von 31,6 ns und verschiedenen Fluenzen und Pulsabständen

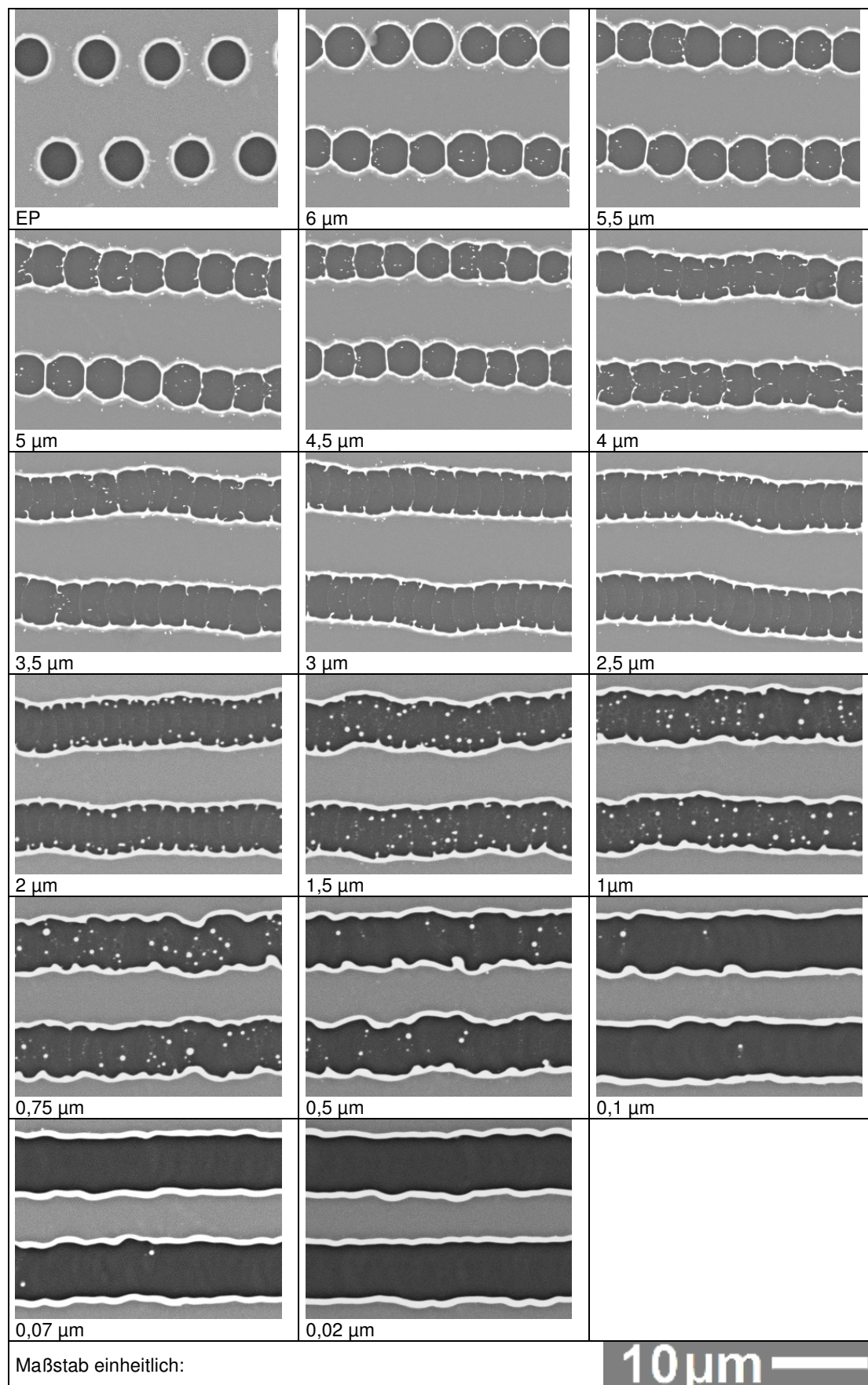


Abbildung 54: Bearbeitungsergebnisse bei einem Fokusradius von $5,31\text{ }\mu\text{m}$, einer Pulsdauer von 52 ns , einer Fluenz von $0,9\text{ J/cm}^2$ und verschiedenen Pulsabständen

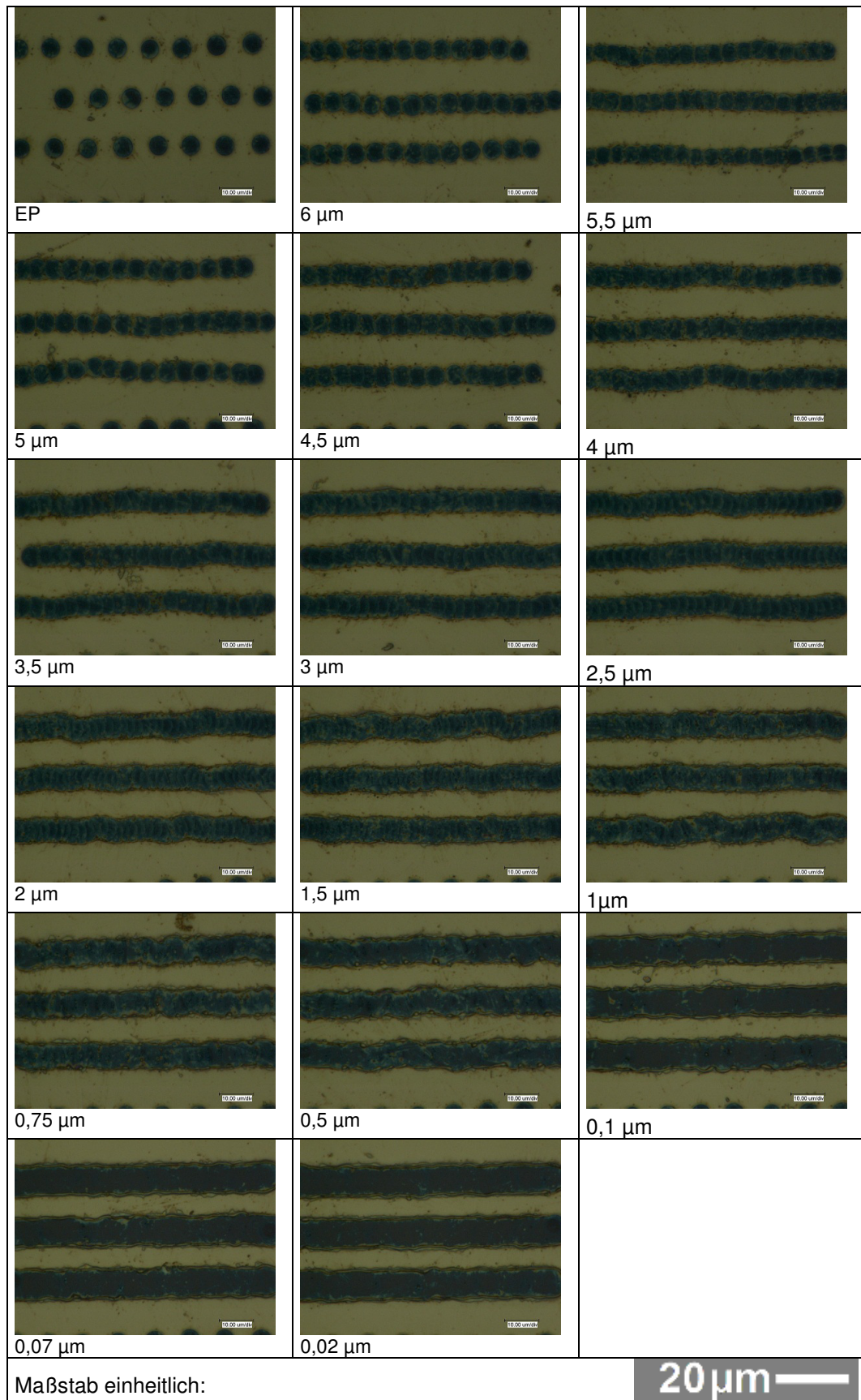


Abbildung 55: Digitalmikroskopaufnahmen der Bearbeitungsergebnisse bei einem Fokusradius von 5,31 µm, einer Pulsdauer von 52 ns, einer Fluenz von 0,9 J/cm² bei verschiedenen Pulsabständen

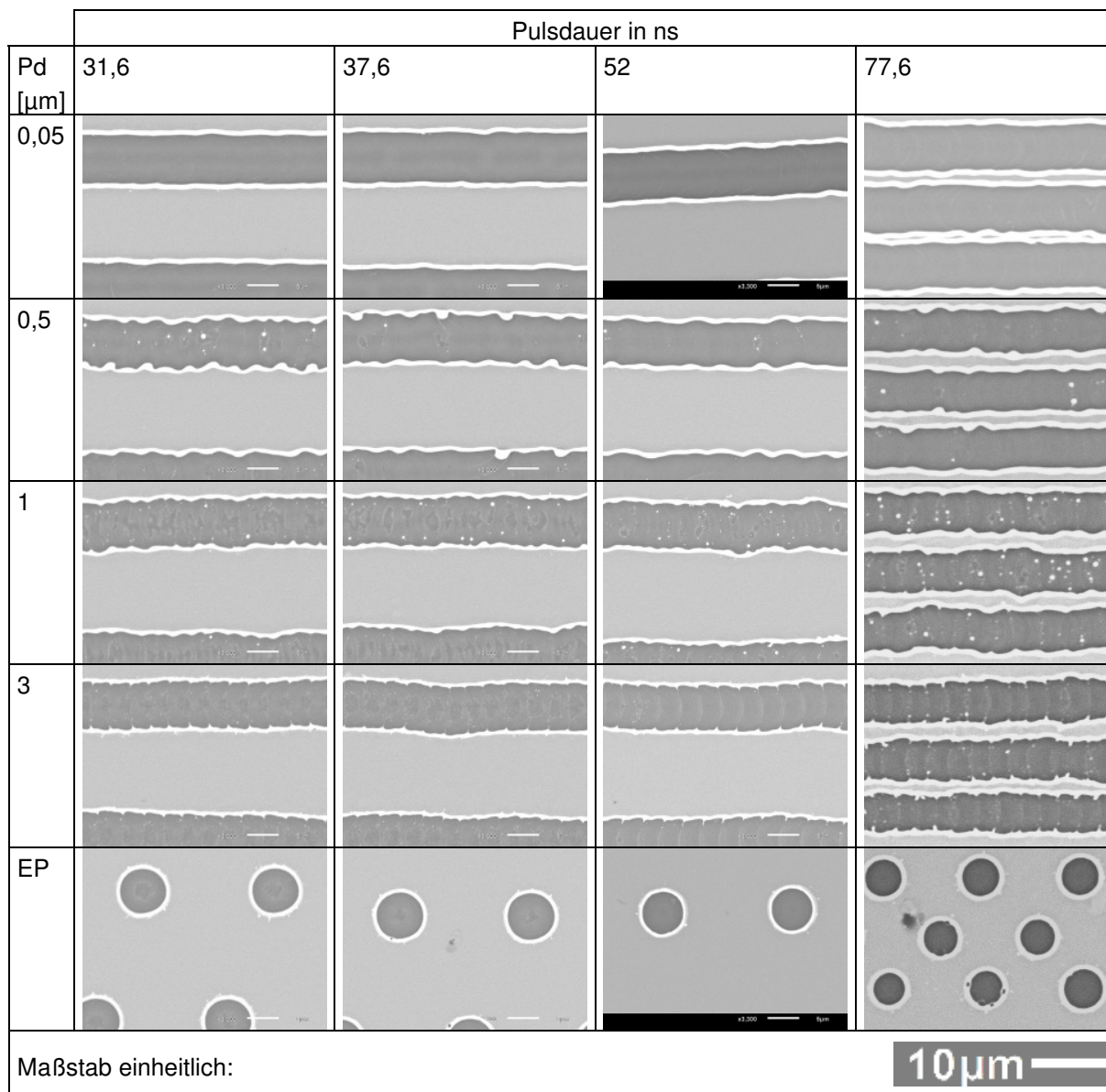


Abbildung 56: Bearbeitungsergebnisse bei verschiedenen Pulsdauern und Pulsabständen bei einem Fokusradius von 4,71 μm und einer Fluenz von 1,5 J/cm²

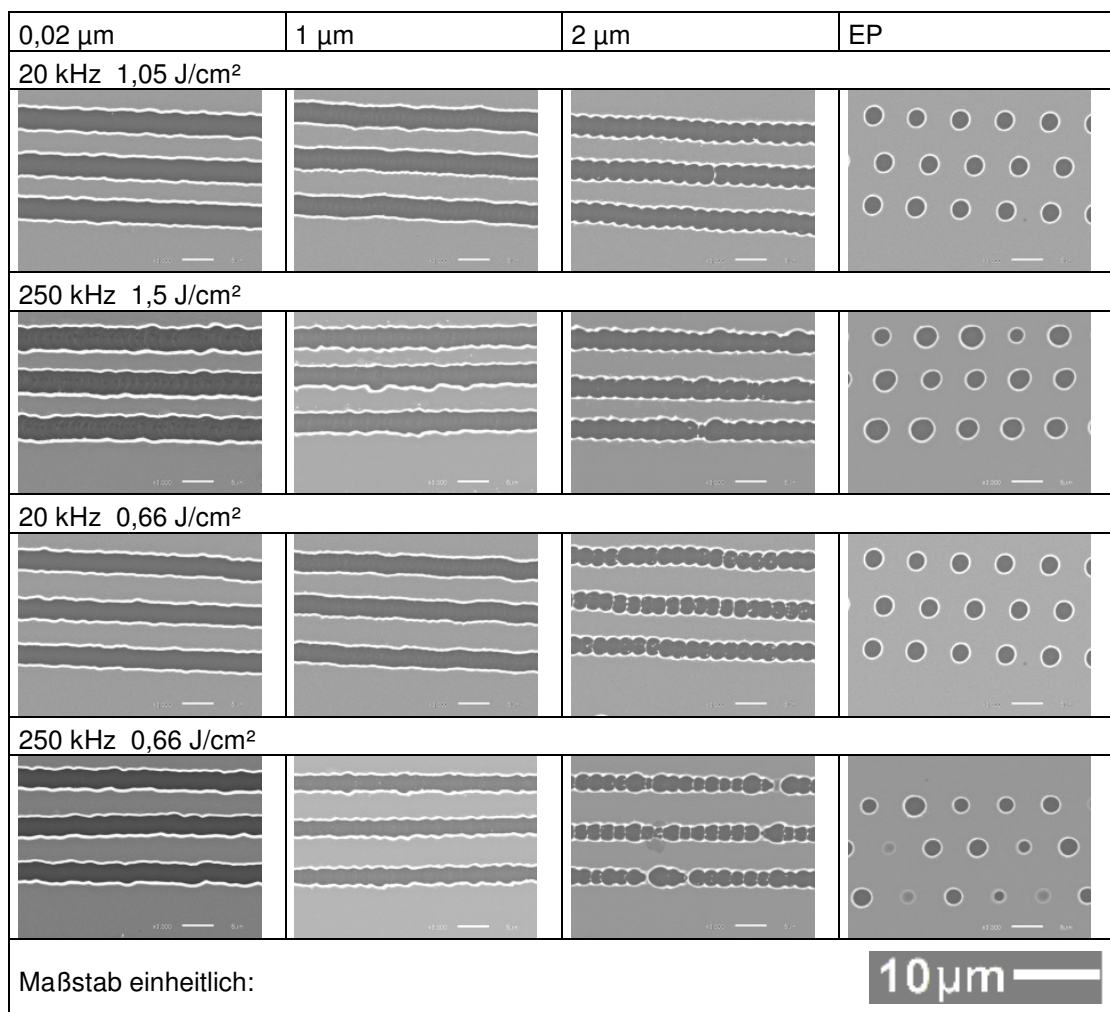


Abbildung 57: Vergleich der Strukturqualität bei 20 und 250 kHz, einem Fokusradius von 2,66 μm und einer Pulsdauer von 52 ns und verschiedenen Fluenzen

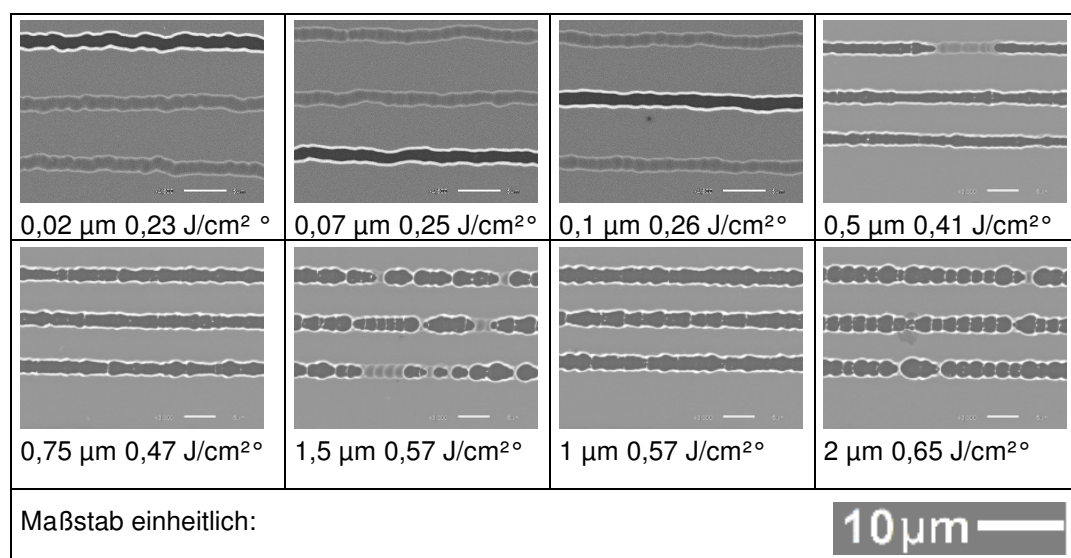


Abbildung 58: minimale Strukturen bei 250 kHz, einem Fokusradius von 2,66 μm und einer Pulsdauer von 52 ns bei verschiedenen Pulsabständen und Fluenzen

Selbständigkeitserklärung

Hiermit erkläre ich, dass ich die vorliegende Arbeit selbstständig und nur unter Verwendung der angegebenen Literatur und Hilfsmittel angefertigt habe.

Mittweida, den 22.12.2011

Linda Pabst